ENTWICKLUNG EINES BEWEGLICHKEITSSPEKTROMETERS FÜR NATÜRLICHE ATMOSPHÄRISCHE IONEN

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Georg-August Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Reinhard Borchers
aus Göttingen

Göttingen 1976

ENTWICKLUNG EINES BEWEGLICHKEITSSPEKTROMETERS FÜR NATÜRLICHE ATMOSPHÄRISCHE IONEN

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Georg-August Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Reinhard Borchers

aus Göttingen

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr. W. Dieminger
Korreferent: Prof. Dr. M.R. Schroeder
Tag der mündlichen Prüfung: 29. April 1976

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

Einleitung 1

I. Qualitative Darstellung der Meßmethode und Einführung in die theoretischen Grundlagen 4

II. Tore 10

1. Ionenverluste durch Tore 11

2. Schließverhalten, Spaltbreite, Feldbegrenzung 16

III. Experimentelle Erprobung des Spektrometers, Erweiterung der theoretischen Grundlagen 23

1. Beschreibung des Gerätes 23

1.1 Mechanischer Aufbau 23

1.2 Elektrischer Aufbau 24

1.3 Versuchsanlage 25

2. Erste Meßergebnisse 26

3. Strömungsprofil im Meßrohr und sein Einfluß auf das Meßergebnis 30

IV. Auswertung von Strom-Frequenzkurven 35

1. Formeln für die Auswertung 35

1.1 Verschiebung der Stromberge 36

1.2 Höhe der Stromberge 36

1.3 Relative Breite der Stromberge 37

2. Auswertung bei Vorhandensein eines Beweglichkeitswertes 40

3. Auswertung bei Vorhandensein eines Beweglichkeitsspektrums 40

4. Bestimmung der Driftraumlänge D 46

5. Vergleichsmessung mit einem Gerdienkondensator ... 48

Zusammenfassung 52

Anhang 54

1. Tabelle 1: Gleichungen zur Beschreibung des Zusammenhanges zwischen Strömen und Frequenzen beim Laufzeit-Beweglichkeitsspektrometer 54

2. Berechnung von Ionenverlusten durch Diffusion 55
a) Ionenverluste durch Diffusion in ebenen Kanälen 56
b) Ionenverluste durch Diffusion bei umströmten Drähten 59

Literaturverzeichnis 65

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0048

EINLEITUNG

Die physikalisch-chemischen Vorgänge in der Mesosphäre und ihr Zusammenhang mit denen der Stratosphäre sind zu einem wichtigen Gebiet aeronomischer Untersuchungen geworden. Beide Höhenbereiche zeichnen sich dadurch aus, daß sie sowohl theoretisch als auch meßtechnisch - hier besonders die Mesosphäre - schwer zugänglich sind. Bodengebundene Meßmethoden zur kontinuierlichen Überwachung interessierender Parameter existieren zur Zeit nur wenige, und zahlreichen Modellrechnungen stehen nur wenige Meßdaten gegenüber. Messungen in der Stratosphäre werden überwiegend mit Hilfe von Ballons ausgeführt (bis ca. 40 km), für Messungen in der Mesosphäre sind Raketen das einzig mögliche Transportmittel, ergänzt durch Fallschirme für Messungen während des Abstiegs.

Die Untersuchung des Ionenbestandes ist eines der anstehenden Probleme. In Höhen größer als 70 km können hierzu als geeignete Instrumente Quadrupol-Ionenspektrometer verwendet werden (Krankowski, 1972). Ihr Anwendungsbereich zu niedrigeren Höhen hin wird beschränkt durch die Forderung, daß im Analysierbereich der Einfluß von Stößen zwischen Ionen und übrigen Gasteilchen vernachlässigbar sein muß, der Betriebsdruck also einen bestimmten Wert nicht überschreiten darf (10^{-3} ... 10^{-4} Torr). Mit zusätzlichen Kryopumpen läßt sich zwar der Meßbereich erweitern, bei der angegebenen minimalen Höhe wurde aber bereits ein derartiges Gerät vorausgesetzt.

Massenspektrometer oder ihnen verwandte Ionenspektrometer trennen die Ionen direkt nach Massenzahlen, wobei die Annahme gemacht wird, daß es sich um einfach geladene Ionen handelt. In niedrigen Höhen, in denen die Bewegung geladener Teilchen sehr stark durch Stöße beeinflußt wird, ist das charakteristische Unterscheidungsmerkmal für Ionen ihre Be-

weglichkeit (hierzu z.B. Loeb, Israel). Beweglichkeitswerte geben nicht direkt Aufschluß über die Massen der Ionen sondern vielmehr über ihre Größe d.h. ihren Wirkungsquerschnitt. Hierbei sind noch zusätzliche Annahmen über die Dichte und Polarisierbarkeit des umgebenden Gases nötig. Klassische Meßgeräte sind in zahlreichen Ausführungsformen die Aspirations- oder Gerdienkondensatoren. Diese zunächst nur im Bereich der Troposphäre verwendeten Geräte sind in den vergangenen Jahren aber auch in Raketen-Fallschirm-Experimenten geflogen worden (Borchers, Rose, Widdel, 1971).

Die Schwierigkeit bei der Verwendung von Gerdienkondensatoren liegt darin, daß für die Berechnung der Beweglichkeitswerte aus den Meßkurven u.a. die Strömungsgeschwindigkeit im Kondensator bekannt sein muß. Diese wird besonders in größeren Höhen bei den dort auftretenden kleinen Reynoldzahlen nicht mit der Fallgeschwindigkeit (gemessen mit Radargeräten) übereinstimmen. Verschiedene Wege zur Lösung dieses Problems wurden begangen. Rose, Widdel (1967) entwickelten als Zusatzgerät einen Strömungsmesser, der im mechanischen Aufbau mit dem verwendeten Gerdienkondensator nahezu identisch war. Riekert (1971) berechnete für seine Messungen mit Ballonsonden die Strömungsgeschwindigkeit im Rohr auf der Basis von Windkanalversuchen. Eine echte Lösung des Problems bedeuten jedoch beide Methoden nicht.

Eine solche wäre durch ein Gerät gegeben, daß beide Funktionen, die eines Strömungsmessers und eines Ionenspektrometers, in sich vereinigt. Es sollte demnach folgende Eigenschaften besitzen:

1. Die Beweglichkeiten der Ionen absolut und möglichst direkt messen.
2. Unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit arbeiten bzw. diese gleichzeitig mitbestimmen.
3. Kompakt und einfach konstruiert sein, so daß seine Verwendung als Fallschirmsonde möglich ist.

Überlegungen des Verfassers ließen folgendes einfache Meßprinzip aussichtsreich erscheinen: in einem Rohr - die äußeren Maße seien vergleichbar mit denen eines Gerdienkondensators - werden in geeignetem Abstand hintereinander zwei periodisch sich öffnende "Tore" und dahinter ein Ionenabfangsystem mit einem empfindlichen Strommeßgerät angebracht. Strömt während des Fluges mit einem Fallschirm ionenhaltige Luft durch das Rohr, so sei es mit Hilfe dieser Anordnung möglich, die Laufzeit der Ionen im Raum zwischen den Toren und damit die Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen.

Wird nun zusätzlich zwischen den Toren ein homogenes elektrisches Feld erzeugt, überlagert sich der Strömungsgeschwindigkeit eine von der Beweglichkeit der Ionen abhängende Driftgeschwindigkeit und führt damit zu einer veränderten Laufzeit. Ein Vergleich der Meßkurven, aufgenommen ohne und mit elektrischem Zusatzfeld, liefert dann Aussagen über die Beweglichkeiten der Ionen.

Das Literaturstudium ergab, daß dieses kurz skizzierte Verfahren in ähnlicher Form, allerdings unter ganz anderen Versuchsbedingungen, schon früher von Tyndall und Powell (1930) verwendet worden ist.

Der Verfasser dieser Arbeit sah seine Aufgabe darin, die mit einer "Fallschirm-Sonde" bei Messungen in der hohen Atmosphäre auftretenden speziellen Probleme zu untersuchen, um zu entscheiden, ob das vorgeschlagene zunächst einfach erscheinende Meßprinzip anwendbar ist oder nicht. Zu diesen Problemen gehörte es, geeignete "Steuertore" mit möglichst geringen Ionenverlusten zu finden sowie den Einfluß eines Strömungsprofils im Rohr auf das Meßergebnis zu untersuchen. Theoretische Überlegungen wurden dabei unterstützt durch Modellversuche in einem Vakuumwindkanal.

I. Qualitative Darstellung der Meßmethode und Einführung in die theoretischen Grundlagen

Die hier gewählte Methode der Beweglichkeitsmessung ist in der angelsächsischen Literatur unter der Bezeichnung "four gauze shutter method" bekannt geworden und wurde erstmalig von Tyndall und Powell (1930) für Laboruntersuchungen von Ionenbeweglichkeiten in reinen Gasen verwendet. Sie ist eine typische Laufzeitmessung. Die in einer Ionenquelle erzeugten und durch ein elektrisches Feld in Richtung auf einen Auffänger geführten Ionen müssen nacheinander zwei "Tore" passieren, die abwechselnd mit einer anliegenden pulsförmigen Spannung geöffnet bzw. geschlossen werden. Nur Ionen mit der "richtigen" Driftgeschwindigkeit werden beide Tore frei passieren können und den Auffänger erreichen, wo sie mit einem empfindlichen Strommeßgerät nachgewiesen werden können.

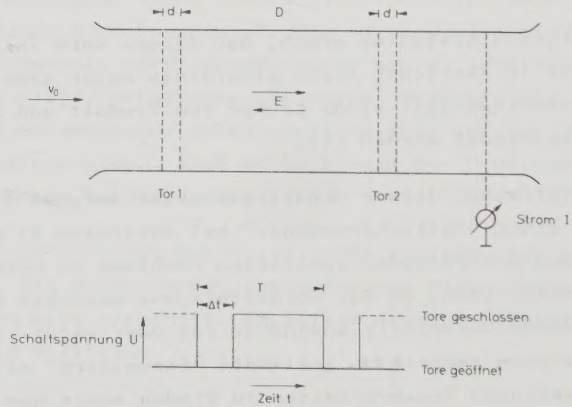

Abb. 1: Schematische Darstellung der Meßmethode.

Die für die Messung atmosphärischer Ionen veränderte Meßanordnung zeigt uns im Prinzip die Abb. 1. Sie soll dazu dienen, die Vorgänge im Gerät zu verstehen und die be-

nötigten Formeln zu gewinnen. In einem Rohr, das während des Fluges mit einem Fallschirm von ionenhaltiger Luft durchströmt wird, befinden sich im Abstand D voneinander zwei Tore der Breite d und hinter diesen ein Ionenabfangsystem mit einem empfindlichen Stromverstärker. Die Tore können mit einer Schaltspannung variabler Frequenz geöffnet und geschlossen werden. Liegt keine Spannung an, so sollen alle ein Tor erreichenden Ionen frei passieren können; liegt eine Spannung an, so sollen sowohl die im Tor sich befindenden als auch die auftreffenden Ionen abgefangen werden.

Der kontinuierlich mit der Luftströmung in das Rohr einfließende "Ionenstrom" wird daher durch das vordere Tor in periodischer Folge unterbrochen, und es werden sich stattdessen nur noch Ionenpulse einer bestimmten räumlichen oder auch zeitlichen Länge auf das zweite Tor zubewegen. Beachten wir zunächst nicht die endliche Breite der Tore und bezeichnen wir die Zeit bis zum Erreichen des zweiten Tores mit τ, so ist leicht einzusehen, daß die Ionen das zweite Tor nur dann frei passieren können und den Auffänger erreichen, wenn diese Drift zeit τ ein Vielfaches der Periodendauer T der Schaltspannung ist. Andernfalls werden nur Teile der Ionenpulse oder auch keine Ionen das Abfangsystem erreichen. Daher wird es eine ausgezeichnete Frequenz f_o und Vielfache $n \cdot f_o$ (Ordnungszahl $n = 1,2, \ldots$) von ihr geben, bei denen der mittlere Strom im Auffänger ein Maximum annehmen wird. Sie gilt es zu bestimmen, um dann bei bekannter Drift raumlänge die Driftgeschwindigkeit zu berechnen.

Diese Driftgeschwindigkeit kann gleich der Strömungsgeschwindigkeit v_o sein, sie kann aber auch von einer beweglichkeitsabhängigen Driftgeschwindigkeit

$$\underline{u} = k \cdot \underline{E} \qquad k = \text{Beweglichkeit}$$

überlagert sein, die durch ein zusätzliches elektrisches Feld zwischen den Toren bewirkt wird. Dieses elektrische

Feld kann je nach Richtung und Ladungsvorzeichen der Ionen bremsend oder beschleunigend wirken. Die resultierende Driftgeschwindigkeit der Ionen wird daher kleiner oder größer als die Strömungsgeschwindigkeit v_o sein, und als Folge davon wird sich eine entsprechende Verschiebung der Strommaxima nach kleineren oder größeren Frequenzwerten einstellen. Es sei hier bereits auf Bild 2 (Seite 8) verwiesen, in welchem ein gerechnetes Beispiel zu finden ist. Die ausgezogenen Kurven zeigen den mittleren Strom im Auffänger, wenn kein elektrisches Längsfeld zwischen den Toren besteht, die unterbrochenen Kurven dagegen den mittleren Strom bei Anwesenheit eines beschleunigenden Längsfeldes. In diesem Bild wurde zwar bereits berücksichtigt, daß die Tore eine gewisse Breite d haben werden (die Abnahme der Spitzenströme mit wachsender Ordnungszahl ist eine Folge davon), aber es wurde nur eine Ionenbeweglichkeit angenommen. Sollten jedoch im Luftstrom Ionen mit unterschiedlichen Beweglichkeiten mitgeführt werden, so wird man bei abgeschaltetem elektrischen Feld zunächst keinen Unterschied feststellen. Wird das Feld jedoch hinzugeschaltet, so ist ein Kurvenzug zu erwarten, der durch die Überlagerung vieler unterschiedlich stark verschobener Dreieckkurven entstanden ist. Die Aufgabe der Auswerteverfahren wird dann darin bestehen, aus diesem Kurvenzug die Beweglichkeiten der Ionen zu bestimmen. Auch der Fall eines kontinuierlichen Ionenspektrums wird zu berücksichtigen sein.

Im Folgenden sollen die für quantitative Aussagen notwendigen Gleichungen entwickelt werden. Es gelte die Meßanordnung in Abb. 1. Zunächst soll vereinfachend angenommen werden, daß nur Ionen einer Beweglichkeit vorhanden sind und daß die Strömungsgeschwindigkeit v_o über den Querschnitt des Rohres konstant ist. (Abweichungen von diesen idealen Voraussetzungen werden in späteren Kapiteln diskutiert.) Tor 1 öffne zur Zeit $t_o = o$ für die Dauer Δt. Dann bewegt sich eine Ionenwolke zunächst (innerhalb Tor 1) mit der Geschwindigkeit (v_o), anschließend im Laufraum (Länge D) mit der Geschwindigkeit ($v_o + u$) auf Tor 2 zu. Die Front der

Wolke erreicht Tor 2 zur Zeit

$$t_A = \frac{d}{v_o} + \frac{D}{v_o + u} + t_o \quad . \qquad (1)$$

Tor 1 schließe wieder zur Zeit $t = t_o + \Delta t$. Das Ende der Ionenwolke bewegt sich im Laufraum ebenfalls mit der Geschwindigkeit $(v_o + u)$ und erreicht Tor 2 zur Zeit

$$t_E = t_o + \Delta t + \frac{D}{v_o + u} \quad . \qquad (2)$$

Tor 2 öffne zur Zeit

$$t'_A = t_o + n \cdot T \qquad n = 0, 1, 2, \ldots \qquad (3)$$

und schließe zur Zeit

$$t'_E = t_o + n \cdot T + \Delta t - \frac{d}{v_o} \quad . \qquad (4)$$

(Der letzte Term in Gl. (4) ergibt sich aus der Annahme, daß beim Schließen der Tore auch die innerhalb der Torgrenzen weilenden Ionen abgefangen werden sollen.)

Die zeitliche Länge τ der Ionenwolke, die beide Tore frei passieren und den Auffänger reichen kann, ist nun gegeben als "Durchschnitt" der beiden Zeitspannen $(t_E - t_A)$ und $(t'_E - t'_A)$

$$\tau = (t_E - t_A) \frown (t'_E - t'_A) \quad . \qquad (5)$$

Dieser Ausdruck hängt neben den Apparategrößen d und D von den Geschwindigkeiten v_o und u und natürlich von der Frequenz $f = \frac{1}{T}$ der Schaltspannung ab.

In der Messung wird uns nun nicht direkt die zeitliche Länge der einzelnen Ionenwolken interessieren, sondern der zeitliche Mittelwert des Stromes, den ein an das Abfangsystem angeschlossener integrierender Strommesser anzeigen wird:

$$I = \frac{\cdot}{\Gamma} \cdot I_o \qquad (6)$$

I_o ist dabei der durch Ladungsträgerdichte und Durchfluß gegebene maximale Strom

$$I_o = N_o \cdot e \cdot F \cdot v_o$$

In der Tabelle 1 (s. Anhang) sind die Gleichungen zusammengestellt, die zur Berechnung charakteristischer Frequenzen und von Strömen innerhalb bestimmter Frequenzbereiche benötigt werden. Sie bilden die Grundlage für spätere Überlegungen.

Um die angegebenen Gleichungen zu veranschaulichen, sei ein Beispiel angegeben. Die Abbildung 2 zeigt gerechnete Strom-Frequenzkurven einmal für den Fall eines fehlenden elektrischen Zusatzfeldes (ausgezogene Kurve) und zum anderen für den Fall eines beschleunigenden elektrischen Zusatzfeldes (gestrichelte Kurve). Es sollte darauf hinge-

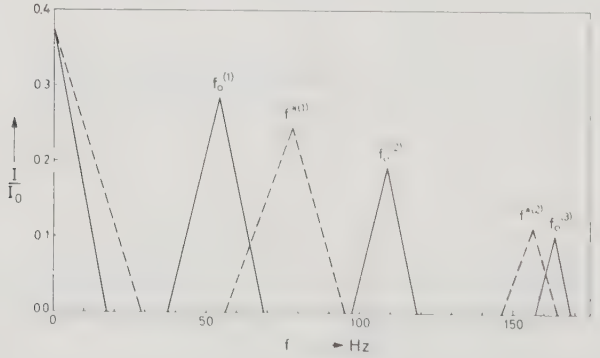

Abb. 2: Ströme im Auffänger in Abhängigkeit von der Schaltfrequenz.
Ausgezogene Kurven: ohne Driftspannung
Gestrichelte Kurven: mit Driftspannung
D = 10 cm, d = 1 cm, v_o = 600 cm sec^{-1}, u = 300 cm sec^{-1}

wiesen werden, daß die Abnahme der Spitzenströme mit wachsender Ordnungszahl n die Auswirkung der Torbreite d ist. Mit d = o würden auch die Spitzenströme einheitliche Höhen haben. Nach Gl. (8c) gilt dann

$$\frac{I_{max}}{I_o} = \lambda \qquad \lambda = \text{Tastverhältnis der Schaltspannung}$$

Gleiches gilt für die Breite Δ der Stromdreiecke (vergl. Gl. 9a).

Ist dagegen die Breite d der Tore von Null verschieden, so gibt es eine Grenzfrequenz

$$f_{grenz} = \frac{v_o \cdot \lambda}{d} ,$$

oberhalb der keine Strompulse mehr auftreten können.

In den Gleichungen der Tabelle 1 wurde bereits das Tastverhältnis $\lambda = \frac{\Delta t}{T}$ eingeführt. Dies geschah in Hinblick auf die spätere Betriebsart. Grundsätzlich ist es auch möglich, statt eines festen Tastverhältnisses eine feste Öffnungsdauer bei variablen Frequenzen zu verwenden. Der Nachteil dieser letzteren Möglichkeit wird deutlich, wenn wir Gl. (9) (relative Breite der Stromkurven) für den Fall d = 0 betrachten.

$$\frac{\Delta}{f_2} = \frac{2\lambda}{n} \qquad \frac{\Delta}{f_2} = \frac{2 \cdot (v_o + u)}{D} \cdot \Delta t$$

(festes Tastverhältnis) (feste Öffnungsdauer)

In der Betriebsart "feste Öffnungsdauer" besteht also im Gegensatz zur Betriebsart "festes Tastverhältnis" eine direkte Abhängigkeit von der Driftgeschwindigkeit. Diese Abhängigkeit ist unerwünscht, da bei den Messungen in der oberen Atmosphäre leicht Geschwindigkeitsänderungen mit dem Faktor fünf auftreten können. (Nicht berücksichtigt sind hierbei die Änderungen in u durch ein elektrisches Feld.)

Auch bei der Betriebsart "festes Tastverhältnis" ist eine Abhängigkeit der relativen Breite von der Strömungsgeschwindigkeit vorhanden, sofern die Torbreite d von Null verschieden ist. Es wird daher anzustreben sein, die Torbreite d oder besser das Verhältnis $\frac{d}{v}$ so klein wie möglich zu halten.

II. Tore

Das wichtigste Bauteil des Beweglichkeitsspektrometers stellen ohne Zweifel die Tore dar. Ihre Eigenschaften werden wesentlich das Verhalten des kompletten Gerätes bestimmen, und daher muß ihre Konstruktion besonders sorgfältig erfolgen. Die Anforderungen sind:

a) genau definierte Torbreite - Der Einfluß der Schaltspannung muß auf den Raum zwischen den Torgrenzen beschränkt sein.

b) geringe Torbreite - Wie im letzten Kapitel gezeigt wurde, kann damit der Einfluß der Driftgeschwindigkeit auf die relative Breite der Stromfrequenzkurven verringert werden.

c) keine Ionenverluste bei geöffnetem Tor dh. hohe Transparenz der geöffneten Tore - Dieser Punkt ist besonders wichtig, da mit dem Gerät nicht nur Beweglichkeiten, sondern auch die Anzahldichten der Ionen bestimmt werden sollen.

Es ist leicht einzusehen, daß allein (a) und (b) einen Kompromiss bei der Konstruktion der Tore erzwingen werden: Um eine geringe Torbreite zu erreichen, müßte der Querschnitt der Sonde sehr fein unterteilt sein, was sich andererseits auf die Transparenz nachteilig auswirken würde.

Zwei Möglichkeiten des Toraufbaus bieten sich an: Die Unterteilung des Querschnitts in flache Kanäle mittels paralleler Streifen oder Aufbau eines Tores aus mehreren, zueinander parallelen Gittern. In Abb. 5 sind diese beiden Tortypen schematisch dargestellt mit einer groben Skizzie-

rung der elektrischen Feldlinien innerhalb der Tore. Mit beiden Tortypen ist es möglich, Forderung (a) und (b) zu erfüllen. Entscheidend für ihre Anwendbarkeit ist deshalb, inwiefern sie auch Forderung (c) erfüllen.

Abb. 3: Zwei Möglichkeiten des Toraufbaus.

Im Folgenden werden daher zunächst die Ionenverluste durch die beiden angegebenen Tortypen untersucht, um im anschließenden Abschnitt dieses Kapitels ausführlich auf das Schließverhalten einzugehen.

II.1 Ionenverluste durch Tore

Ionenverluste durch die Tore entstehen, da die Ionen auf Grund ihrer thermischen Bewegung auch Bewegungen senkrecht zur Strömungsrichtung ausführen. Treffen sie auf leitende Flächen, so verlieren sie ihre Ladung und gehen damit als Ion verloren. Voruntersuchungen ergaben, daß diese Verluste besonders bei niedrigen Drucken (< 1 Torr bei einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa 600 cm/sec) nicht zu vernachlässigen sind und einer genauen Untersu-

chung bedürfen, sollen quantitative Aussagen über Ionendichten möglich sein.

In den Abbildungen 4 und 5 sind die Ergebnisse von Messungen zusammengestellt, die in einem Vakuumwindkanal im

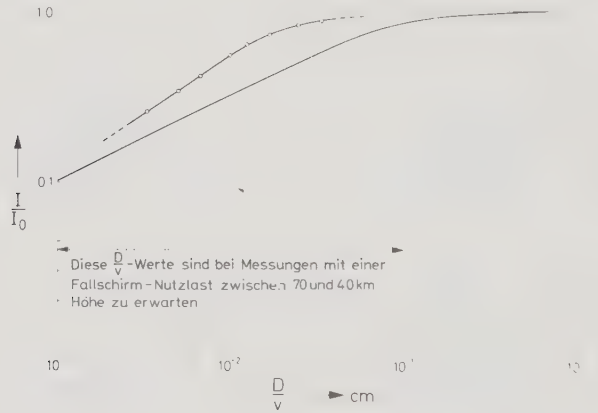

Abb. 4: Stromverluste durch Tor, bestehend aus parallelen Kanälen (Kanalbreite 7 mm, Kanallänge 10 mm). Die untere Kurve zeigt den theoretisch zu erwartenden Verlauf.

Druckbereich zwischen 0,2 ... 2 Torr und bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 600 cm/sec gewonnen wurden. Die Ionen wurden durch ein radioaktives Präparat Am-241 erzeugt. Die Messung der Ionenverluste erfolgte derart, daß in einem von der ionisierten Luft durchströmten Rohr, an dessen Ende sich ein Ionenauffänger mit einem empfindlichen Stromverstärker befand, das zu untersuchende Tor eingeschoben werden konnte und der Strom im Auffänger einmal mit und einmal ohne eingeschobenes Tor gemessen wurde. Mit dieser Meßanordnung war gesichert, daß sich mögliche störende Effekte im Rohr zwischen Tor und Auffänger auf beide Messungen gleich auswirken mußten und in der Auswertung eliminiert werden konnten.

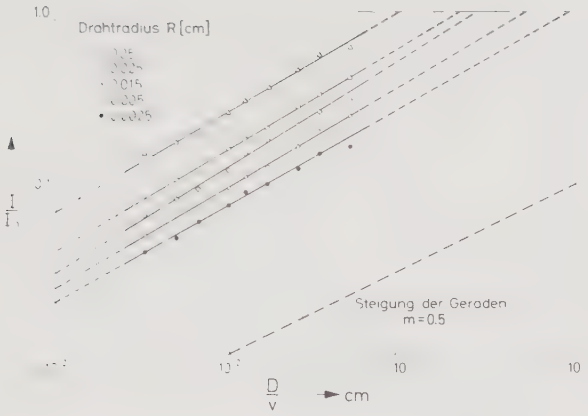

Abb. 5: Stromverluste durch Drahtgitter (Abstand benachbarter Drähte 7 mm).

Aufgetragen sind in den Abbildungen die Stromverluste I (bezogen auf den ungestörten Strom I_o) über der Größe D/v (D = Diffusionskoeff., v = Strömungsgeschw.), welche der bestimmende Parameter ist. Die Diffusionskoeffizienten D wurden dabei mit Hilfe der Beziehung

$$D = k \cdot \frac{k_B \cdot T}{e}$$

k = Beweglichkeit
k_B = Boltzmannkonstante
$= 8{,}62 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{Grad}$

aus Beweglichkeitswerten berechnet, die mit einem Gerdienkondensator gemessen waren.

Der theoretisch zu erwartende Verlauf der Verluste in Abhängigkeit von der Größe D/v ist für das Tor aus parallelen Kanälen bereits in Abb. 4 aufgetragen; für die Drahtgitter zeigen ihn die Abbildungen 6 und 7. Bei letzteren sollte bemerkt werden, daß die Kurven berechnet wurden aus-

gehend von den Verlusten eines einzelnen Drahtes und daher die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Drähte

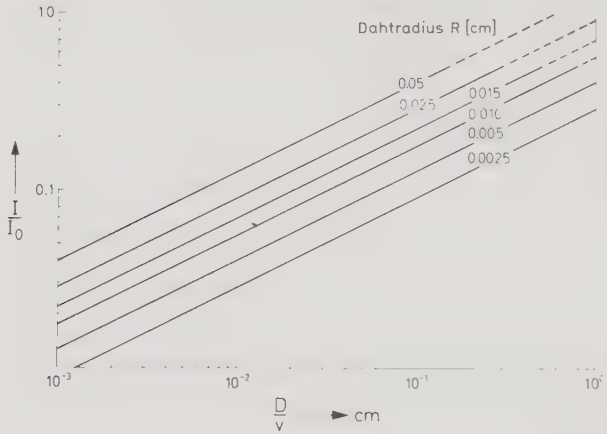

Abb. 6: Ionenverluste durch Drahtgitter: Theoretisch zu erwartender Verlauf (vereinfachte Theorie).

vernachlässigt wurde (s. Anhang). Bei Werten von $I/I_o \rightarrow 1$ ist dieses jedoch nicht mehr zulässig. In den Abbildungen ist dieser Bereich durch unterbrochene Linien gekennzeichnet.

Betrachten wir zunächst die Verhältnisse beim Tor aus parallelen Kanälen. Die Übereinstimmung zwischen Meßergebnissen und Theorie ist zwar gut, das Ergebnis selbst unbefriedigend: Die Verluste im Tor sind erheblich und würden in einem Fallschirmexperiment (10^{-3} cm $\leq D/v \leq 10^{-1}$ cm) zwischen ca. 10 und 80 % liegen. Damit wäre eine quantitative Aussage über Ionendichten sehr erschwert, wenn nicht gar unmöglich gemacht. Eine wesentliche Änderung der bestehenden Geometrie ist nicht möglich. Da für das Gerät zwei Tore benötigt werden, liegen die Verluste also zwischen ca. 36 und 96 %.

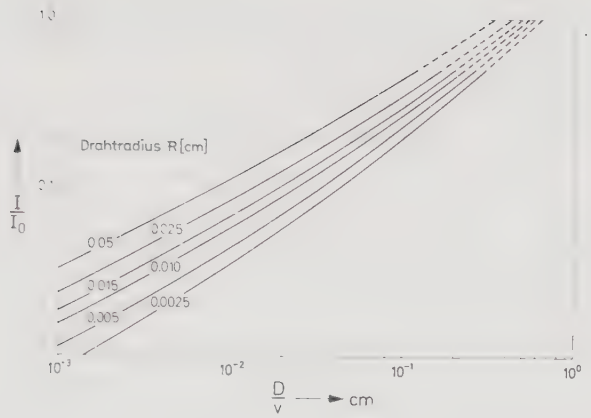

Abb. 7: Ionenverluste durch Drahtgitter: Theoretisch zu erwartender Verlauf (Theorie nach King).

Auch die Verluste bei Drahtgittern sind erheblich. Sie lagen stets etwa um den Faktor zwei über den theoretisch zu erwartenden Werten. Beim Vergleich mit den Werten, die für das Tor aus parallelen Kanälen gefunden wurden, ist zu beachten, daß ein komplettes Tor aus drei Gitterebenen besteht. Ein entsprechender Versuch zeigte, daß die Verluste von drei Gittern sich darstellen lassen als Produkt aus den Einzelverlusten: Ein Tor, aufgebaut aus drei Gittern mit 0.0025 cm Drahtradius, $D/v = 10^{-2}$ cm, 3 % Verlust $\hat{=}$ Verlustfaktor 0.97, Gesamtverlust = $0{,}97^3 = 0{,}91 \hat{=} 10$ %. (Tor aus parallelen Kanälen bei gleichen D/v-Wert etwa 30 %.)

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß für große D/v-Werte die Stromverluste durch die Tore beachtlich sind, unabhängig davon, ob diese aus parallelen Kanälen bestehen oder aus Drahtgittern aufgebaut sind. Günstigere Verhältnisse erhält man, wenn Drahtgitter verwendet werden. Eine genaue rechnerische Berücksichtigtung der Verluste bei der Aus-

wertung von Strom-Frequenz-Kurven ist kaum möglich. Die durchgeführte Messung und die theoretischen Betrachtungen werden lediglich dazu dienen, eine Abschätzung der Fehler durch Stromverluste zu erhalten.

II.2 Schließverhalten, Spaltbreite, Feldbegrenzung

Für die Tore wurde gefordert, daß sie erstens im offenem Zustand einen möglichst geringen Ionenverlust bewirken und daß sie zweitens so eng wie möglich sein sollten, damit sich die Torbreite bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten nicht so sehr auf das Auflösungsvermögen auswirken kann. Insbesondere sollte auch die effektive Torbreite unabhängig von der Amplitude der angelegten Schaltspannung sein, was gleichbedeutend damit ist, daß das elektrische Feld auf den Raum zwischen den Torgrenzen beschränkt bleibt.

Für die Überprüfung dieser Forderungen sollen zunächst die Verhältnisse beim Ionenabfang in einem Tor kurz betrachtet werden. Ein solches Tor kann im Prinzip einem Aspirationskondensator gleichgesetzt werden, der eine bestimmte Länge d hat und in dem die Ionen eine bestimmte "Abfanglänge" l haben. (Abfanglänge = maximaler Weg, den ein Ion in Strömungsrichtung zurücklegen muß, um die Meßelektrode zu erreichen.) Die Abfanglänge ist mit der Ionenbeweglichkeit k, der angelegten Spannung U und der Strömungsgeschwindigkeit v_o durch die Gleichung

$$l = \frac{A \cdot v_o}{U \cdot k} \qquad (0)$$

A = Apparatekonstante

verbunden (vergl. Borchers 1971).

An einen solchen Kondensator soll eine pulsförmige Spannung anliegen. Gefragt wird nach dem Strom (normiert auf den maximal möglichen), der am Ausgang dieses Kondensators gemessen werden kann.

Im Bild 8 ist über der Zeit die Modulationsspannung und die über den Querschnitt des Kondensators gemittelte Ionendichte (am Ausgang des Kondensators) aufgetragen. (Dieser für unsere Betrachtungen interessante Fall kann leicht erreicht werden durch eine hinreichend hohe Schaltspannung.)

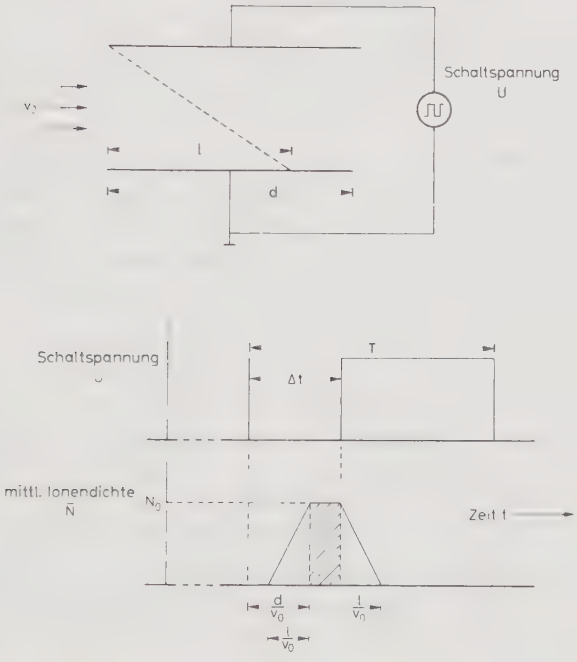

Abb. 8: Prinzip des Ionenabfangs in einem Tor (Aspirations-Kondensator).

Wird das Tor für die Zeit Δt geöffnet ($U = 0$), so ergibt sich am Ausgang die skizzierte trapezförmige Ionendichteverteilung. Im Fall $l \to 0$ (z.B. bei sehr großen Ionenbeweglichkeiten) würde sich die schraffierte rechteckförmige Verteilung ergeben. Dieser Fall ist in der Theorie des Spektrometers angenommen: Beim Einschalten der Ablenkspannung

werden alle Ionen innerhalb des Tores und die neu einströmenden abgefangen. Mittelt man über eine Periode T, so folgt für die Ionendichte bzw. den entsprechenden Strom (mittleren):

$$\frac{\bar{N}}{N_o} = \frac{\bar{I}}{I_o} = \frac{\Delta t - \frac{d}{v_o} + \frac{l}{v_o}}{T} \qquad (1)$$

Man sieht an dieser Gleichung, daß bei einer bestimmten Abfanglänge l der durchgeflossene Ionenstrom stets größer ist als im Fall l = 0. Da l u.a. von der Beweglichkeit der Ionen abhängt (Gl. 0), würde sich das Tor für Ionen verschiedener Beweglichkeit auch unterschiedlich auswirken. Das sollte aber soweit wie möglich verhindert werden. Tendenz: Durch hinreichend hohe Ablenkspannung mache man l so klein, daß es gegenüber d vernachlässigt werden kann.

Mit $\lambda = \frac{\Delta t}{T}$ (Tastverhältnis) kann auch geschrieben werden

$$\frac{\bar{I}}{I_o} = \lambda - \frac{d - l}{v_o} \cdot f \qquad \begin{matrix} l \le d \\ \lambda \ge f \cdot \frac{d}{v_o} \end{matrix} \qquad (1a)$$

Wird $\lambda \le f \cdot \frac{d}{v_o}$ bzw. $\Delta t \le \frac{d}{v_o}$, so ist die Wolke nicht mehr trapezförmig, sondern dreieckig, und man erhält für den Strom $\bar{I}$

$$\frac{\bar{I}}{I_o} = \frac{\left(\frac{f}{v_o}(1 - d) - \lambda\right)^2}{\frac{1}{v_o} \cdot f} \qquad \begin{matrix} l \le d \\ \lambda \le f \cdot \frac{d}{v_o} \end{matrix} \qquad (2)$$

Zur Bestimmung der Torbreite d kann nun bei festgehaltener Frequenz f das Tastverhältnis geändert werden und der zugehörige Strom $\bar{I}/I_o$ gemessen werden.

Trägt man nun den normierten mittleren Strom $\overline{I}/I_o$ über dem Tastverhältnis λ auf, so sollten sich Geraden mit positiver Steigung ergeben, die die Abzisse an der Stelle

$$\lambda_s = \frac{d - l}{v_o} \cdot f \qquad (3)$$

schneiden. Erhöht man die Amplitude der Schaltspannung (l wird kleiner), so sollten die Schnittpunkte gegen

$$\lambda_s^* = \frac{d}{v_o} \cdot f \qquad (4)$$

streben. Bei bekannten f und v_o kann dann die Torbreite d bestimmt werden. Dieser Grenzwert wird wie folgt bestimmt: Gleichung (3) zusammen mit Gleichung (0) ergibt

$$\lambda_s = \frac{d}{v_o} \cdot f - \frac{A}{U} \cdot \frac{f}{v_o} \qquad (5)$$

Trägt man λ_s über $\frac{1}{U}$ auf, so erhält man eine Gerade, welche die Ordinate an der Stelle

$$\lambda^* = \frac{d}{v_o} \cdot f \qquad (6)$$

schneidet.

v_o und f sind bekannt; d kann bestimmt werden.

Ergebnisse der Messungen:

Überprüft wurden drei Tortypen:

Tor aus parallelen Kanälen

Tor aus 3 Ebenen Mo - 0.005 mm Ø Draht, parallele Drähte

Tor aus 3 Ebenen Mo - 0.005 mm Ø Draht, gekreuzte Drähte

Ein Beispiel für die Darstellung $\frac{I}{I_o} = f(\lambda)$ zeigt Abb. 9,

in der die Meßergebnisse für das Tor aus parallelen Kanälen wiedergegeben sind. Ähnliche Ergebnisse erhält man auch für die Tore aus drei Ebenen Drahtgittern. Der lineare Zusammenhang zwischen $\frac{I}{I_o}$ und λ wird gut bestätigt, allerdings

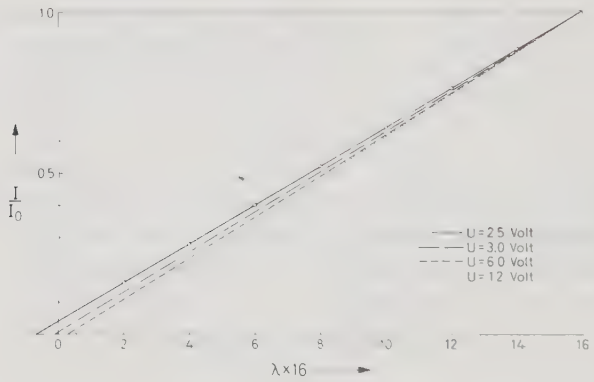

Abb. 9: Strom im Auffänger in Abhängigkeit vom Tastverhältnis der Schaltspannung.

ist bereits zu sehen, daß die Geraden mit wachsender Ablenkspannung U offensichtlich keiner Grenzgeraden zustreben. Dies ist noch deutlicher zu sehen in der Darstellung $\lambda_s = f\left(\frac{1}{U}\right)$ (Abb. 10). Für große U-Werte ($\frac{1}{U} \to o$) weichen in zunehmenden Maße die Meßpunkte vom geradlinigen Verlauf ab, derart, daß die λ_s-Werte zu groß sind. Dieses Ergebnis wurde auch bei der Entwicklung eines Strömungsmessers [Rose, Widdel 1967] gefunden. Es bedeutet, daß die Torbreite d nicht konstant ist, sondern von der Höhe der Ablenkspannung abhängig ist. Dies bedeutet auch gleichzeitig, daß das elektrische Feld nicht auf den Raum zwischen den Torgrenzen beschränkt bleibt, sondern mit steigender Ablenkspannung aus diesem herausdrängt. Die Tore wären somit nicht brauchbar, denn eine derart große Abhängigkeit der Torbreite von der Ablenkspannung bedeutet bei konstant ge-

haltenen Ablenkspannungen eine ebenso große Abhängigkeit der Torbreite von der Ionenbeweglichkeit.

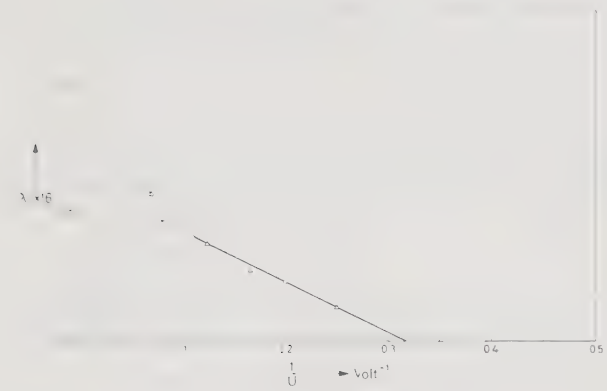

Abb. 10: Grenztastverhältnis in Abhängigkeit von der Schaltspannung. Tor aus parallelen Kanälen.

Eine wesentliche Verbesserung wurde erreicht, indem beim Tor aus Drähten (parallele Drähte) an benachbarte Drähte der mittleren Ebene jeweils die Spannung $\pm \frac{U}{2}$ gelegt wurde statt wie bisher + U. Die äußeren Drahtebenen dienten auch weiterhin als Abschirmung der mittleren und besaßen das Potential U = 0.

In der Darstellung $\lambda_s = f\left(\frac{1}{U}\right)$ ist sehr schön der lineare Zusammenhang ausgebildet, und der Grenzwert $\left(\frac{1}{U} \to 0\right)$ für λ_s leigt weit niedriger als bei den anderen Toren. Dieses Tor hat bei den verwendeten Spannungen eine genau definierte Breite. Eine entsprechende Messung ergab:

$$v_o = 650 \frac{cm}{sec} \qquad f = 20\ Hz \qquad \lambda_s = \frac{0{,}4}{16} \pm 5\ \%$$

Mit Gleichung (6) folgt für die Torbreite d

$$d = 8\ mm \pm 5\ \% .$$

(Die geometrische Breite - Abstand zwischen den beiden äußeren Drahtebenen - betrug 10 mm.)

Eine zweite, genauere Methode zur Bestimmung der Torbreite d wird in Kapitel IV. beschrieben.

Die Spannung, die zum Abfang aller in das Tor eintretenden Ionen erforderlich ist, kann auch der Abb. 11 entnommen werden. Am Schnittpunkt der Geraden mit der Abzisse gilt

$$d = 1 \qquad \text{(vergl. Gl. 3)}$$

Die zugehörige Spannung ist die gesuchte Abfangspannung.

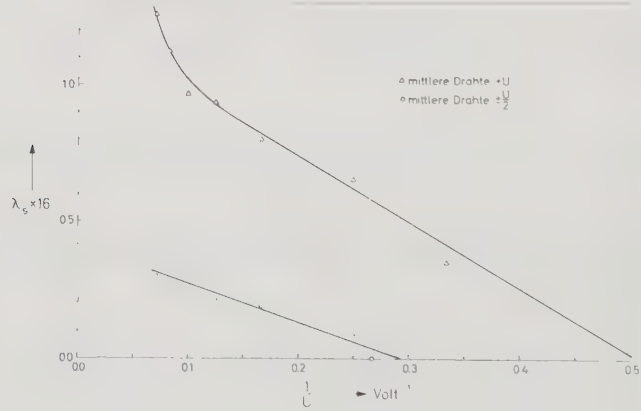

Abb. 11: Grenztastverhältnis in Abhängigkeit von der Schaltspannung. Tor bestehend aus drei Gittern.

Sie beträgt z.B. beim Druck p = 2 Torr * und dem Tor aus parallelen Kanälen (vergl. Abb. 10) ca. 2.5 ... 3 Volt.

---

* Bei diesem Druck wurden die Messungen vorgenommen Ionen = sog. Kleinionen

Die für den Betrieb nötige Schaltspannung sollte ausreichend hoch über diesem Wert liegen, damit unterschiedliche Ionenbeweglichkeiten sich wenig auf die effektive Torbreite auswirken. Außerdem muß gesichert sein, daß alle, auch die schwerbeweglichen, Ionen "geschaltet" werden.

III. Experimentelle Erprobung des Spektrometers, Erweiterung der theoretischen Grundlagen

1. Beschreibung des Gerätes

1.1 Mechanischer Aufbau

Das Gerät bestand aus einem doppelwandigen Rohr von 24 cm Länge und einem inneren Durchmesser von 8 cm. Die beiden Tore waren in einem Abstand von 10 cm zueinander angeordnet, das erste etwa 5 cm von der Eingangsöffnung entfernt. Dem zweiten Tor folgte in etwa 4 cm Abstand das Abfangsystem, aus konzentrischen Ringen bestehend, so daß es möglich war, nur Teile des Rohrquerschnitts bei der Messung zu nutzen. Während die äußere Rohrwand, die der elektrischen Abschirmung sowie der mechanischen Festigkeit diente, aus Aluminium gefertigt war, bestand die Rohrinnenwand aus einem leitfähigen Material mit einem Flächenwiderstand von etwa 1 kΩ. Mit Hilfe dieses Kunstgriffes konnte im Drifträum zwischen den Toren ein über den ganzen Querschnitt homogenes elektrisches Längsfeld erzeugt werden.

Die beiden Tore waren identisch aufgebaut und bestanden aus je drei Drahtgittern mit parallel im Abstand von 5 mm angeordneten Molybdändrähten, Durchmesser 0,05 mm. Auch der Abstand der Drahtgitter untereinander betrug 5 mm. Alle Drähte der beiden äußeren Gitter waren elektrisch miteinander verbunden. Von den Drähten des inneren Gitters war jeder zweite Draht an den selben Anschlußpunkt geführt, so daß an benach-

barte Drähte unterschiedliche Spannungen gelegt werden konnten. Für die Gitterrahmen wurde als Material Pertinax verwendet, um einerseits eine ausreichende Isolation zwischen den Drähten zu erhalten, zum anderen aber Aufladungserscheinungen zu vermeiden, wie sie bei sehr guten Isolierstoffen (z.B. Teflon) leicht auftreten können.

1.2 Elektrischer Aufbau

Der Pulsgenerator lieferte die Schaltspannung für die Tore. Die Frequenz konnte kontinuierlich, das Tastverhältnis in Schritten von 0,125 variiert werden. Das Ausgangssignal des Pulsgenerators bestand nicht, wie in Abb. 12 vereinfacht dargestellt, aus einer Spannung U(t), sondern

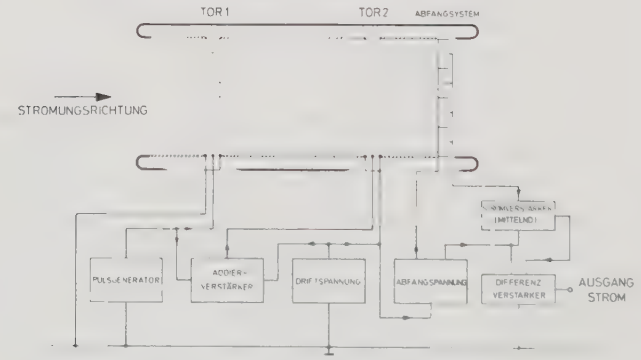

Abb. 12: Ionenspektrometer: Schematische Darstellung der Meßanordnung.

aus den Spannungen $+\frac{U(t)}{2}$, $-\frac{U(t)}{2}$, die je benachbarten Drähte der mittleren Drahtgitter zugeführt wurden. Diesen Spannungen konnte für Tor 2 mit Hilfe des Addierverstärkers eine zusätzliche Spannung (die "Driftspannung") überlagert werden, die dann auch an den äußeren Gittern von Tor 2 anlag. (An dieser Stelle außerdem Verbindung zur Rohrinnenwand.)

Damit zwischen Tor 2 und dem Abfangsystem unabhängig von der Driftspannung stets ein feldfreier Raum bestand, mußte die Abfangspannungsquelle und auch der Stromverstärker "floatend" betrieben werden. Daher war ein zusätzlicher Differenzverstärker notwendig, um das Nutzsignal Folgegeräten wie Oszillograph und Schreibern zuführen zu können.

Für die Abfangspannung wurden ebenfalls statt einer unipolaren zwei symmetrisch zur Driftspannung (Referenz-Null) liegende Spannungen gewählt. Empfindlichkeit und Zeitkonstante des Stromverstärkers konnten durch einen externen Meßwiderstand und eine parallel zu ihm liegende Kapazität den Versuchsbedingungen angepaßt werden. (Zeitkonstante ca. 1 sec, max. Meßstrom 10^{-10} A)

1.3 Versuchsanlage

Für die Messung stand eine Vakuumanlage mit einem Versuchskessel von 0,6 m^3 Rauminhalt und einer effektiven Saugleistung der Pumpen von ca. 200 m^3/h zur Verfügung. Die Sonde wurde direkt auf dem inneren Pumpenstutzen angebracht, so daß alle aus der Kammer abgesaugte Luft die Sonde durchströmen mußte. Mit einem Dosierventil konnte ein einstellbares Leck geschaffen und damit innerhalb eines größeren Druckbereiches eine stationäre Strömung aufrechterhalten werden. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit betrug ca. 650 $\frac{cm}{sec}$. Sie konnte durch ein geeignet angebrachtes Nebenleck leicht vermindert werden. (Bestimmung der Saugleistung von Vakuumsystemen s. Eschbach 1962.)

Zur Ionenerzeugung diente eine radioaktive Quelle, 1,4 mCi Am-241. Für diesen α-Strahler wurde ein spezieller Behälter mit einstellbarer Deckelöffnung entwickelt, so daß es mittels Fernbedienung stets möglich war, bei gegebenen Versuchsbedingungen (Druck, Strömungsgeschwindigkeit) die Ionisierungsstärke und damit die Größe der Meßströme optimal einzustellen.

III.2 Erste Meßergebnisse

In Abhängigkeit von der Frequenz (konstantes Tastverhältnis) wurde der Strom im Abfangkondensator registriert. Die Driftspannung wurde nicht eingeschaltet. Im Bild 13 ist das Ergebnis einer dieser Messungen festgehalten. Sehr deutlich ist die periodische Wiederkehr der Strommaxima zu erkennen, außerdem auch die Abnahme der Stromspitzenwerte mit steigender Ordnungszahl (die Folge der Spaltbreite d).

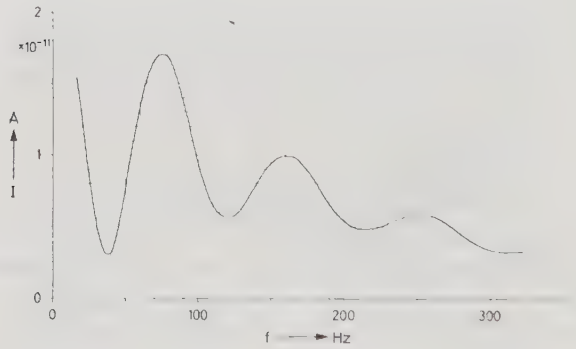

Abb. 13: Strom-Frequenzkurve, aufgenommen bei einem Druck von 2 Torr und einer Strömungsgeschwindigkeit von 600 $\frac{cm}{sec}$.

Eine nähere Betrachtung zeigt jedoch, daß bedeutende Abweichungen vom theoretisch erwarteten Verlauf bestehen:

Kein auch nur annähernd dreieckförmiger Verlauf des Stromes mit der Frequenz im Bereich der Stromberge,

zu große Breite der Stromberge,

keine lineare Abnahme der Maximumwerte mit steigender Ordnungszahl.

Der Grund für diese Abweichungen liegt darin, daß bei diesen Testmessungen eine wesentliche Voraussetzung in der

Theorie des Beweglichkeitsspektrometers nicht erfüllt war: Eine konstante Strömungsgeschwindigkeit über den ganzen Querschnitt der Sonde. Die Reynoldzahlen des Rohres waren bei den bestehenden Geschwindigkeiten (ca. 600 cm/sec) und Drucken (ca. 1 ... 3 Torr) bereits so klein, daß sich noch innerhalb des Laufraumes ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil nach Hagen-Poiseuille ausbilden konnte.

Schiller (1932) hat die Entwicklung des Strömungsprofiles im zylindrischen Rohr theoretisch untersucht und eine anerkannte Lösung gefunden. Er gibt hierzu zwei wichtige Gleichungen an:

(1) Relative Grenzschichtdicke $$\frac{\delta}{a} = 2\sqrt{6\left(\frac{\bar{u} - u}{u}\right) + 4}$$

(2) Relative Einlauflänge $$\frac{x}{a \cdot Re} = \frac{1}{4} \cdot F\left(\frac{\bar{u} - u}{u}\right)$$

(a = Radius des Rohres, δ = Grenzschichtdicke, x = Entfernung vom Einlauf, Reynoldszahl $Re = \frac{a \cdot \bar{u}}{\nu}$, ν = kin. Zähigkeit, $\bar{u}$ = über Querschnitt gemittelte Geschwindigkeit, u = Geschwindigkeit in Rohrachse, $\nu = \nu_o \cdot \frac{p}{p_o}$

$\nu_o = 1{,}49 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{sec}$ für p_o = 760 Torr, 20° C).

Als Einlauflänge bezeichnet man den Weg, innerhalb dessen sich das Strömungsprofil vollständig ausgebildet hat.

Gleichung (2) läßt sich nicht nach $\left(\frac{\bar{u} - u}{u}\right)$ auflösen. Sowohl Gl. (1) als auch (2) sind aber Funktionen von $\left(\frac{\bar{u} - u}{u}\right)$, und so ist es möglich, $\frac{\delta}{a}$ als Funktion von $\frac{x}{a \cdot Re}$ d.h. die relative Grenzschichtdicke in Abhängigkeit von der Entfernung x vom Einlauf zu berechnen (Bild 14).

Nehmen wir die bereits erwähnten Druck- und Geschwindigkeitswerte während der Testmessungen und betrachten den Ort des ersten Spaltes (x ≈ 4 cm), so erhalten wir für die re-

lative Einlauflänge

$$\frac{x}{a \cdot Re} = 0{,}02 \ \ldots \ 0{,}04 \ .$$

Bild 14 können wir dann entnehmen, daß sich die Grenzschicht bereits über mehr als die Hälfte des Rohrradius

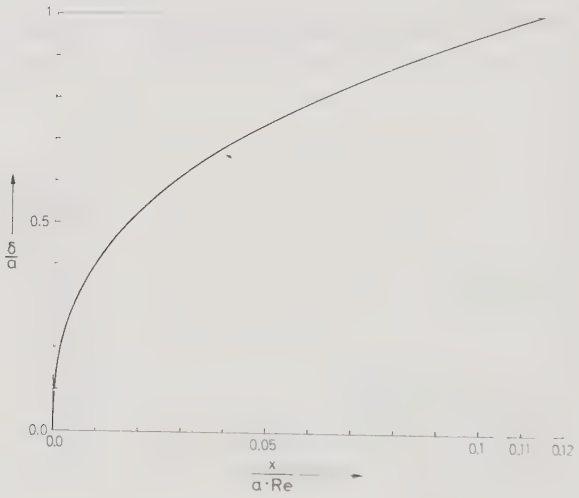

Abb. 14: Relative Grenzschichtdicke in Abhängigkeit von der Entfernung x vom Einlauf.

(von Rohrwand ausgehend) erstreckt, oder anders gesagt: Nur in etwa einem Viertel des Rohrquerschnitts ist eine konstante Geschwindigkeit anzutreffen. Am Ort des zweiten Spaltes ($x \approx 14$ cm, $\frac{x}{a \cdot Re} \approx 0{,}07 \ \ldots \ 0{,}14$) besteht bereits ein vollständig ausgebildetes Parabelprofil.

Ähnlich ungünstige Verhaltnisse werden auch bei Messungen mit einer fallschirmgetragenen Sonde in der hohen Atmosphäre zu erwarten sein. Mit Bild 15 wird die Frage beantwortet, wie groß in den Höhen zwischen 30 und 70 km die Fallgeschwindigkeit mindestens sein muß, damit in mehr als 75 % des Rohrradius eine konstante Strömungsgeschwin-

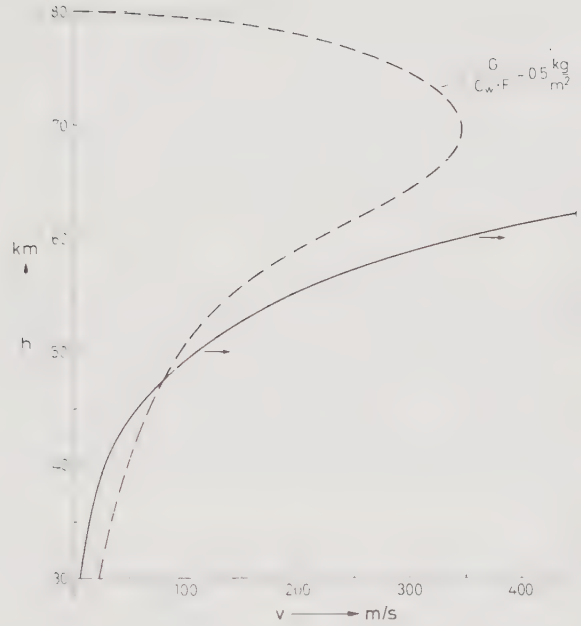

Abb. 15: Typische "Fallschirmkurve" (gestrichelte Kurve) und minimale Geschwindigkeit zur Vermeidung von Störungen durch ein Strömungsprofil im Rohr.

digkeit besteht. Die durchgezogene Kurve gibt diese Minimalgeschwindigkeit an. Außerdem ist in dieser Darstellung eine typische "Fallschirmkurve" eingezeichnet. Man erkennt, daß erst unterhalb einer Höhe von etwa 55 km über mehr als 75 % des Rohrradius (bzw. ca. 56 % des Querschnitts) eine konstante Geschwindigkeit gewesen wäre. Es scheint sich hier ein wesentliches Problem bei der Verwendung eines derartigen Laufzeitspektrometers in einer Fallschirmnutzlast zu zeigen.

III.3 Stromungsprofil im Meßrohr und sein Einfluß auf das Meßergebnis

Man kann nun ein Strömungsprofil in der Theorie berücksichtigen. Abgesehen davon, daß diese dadurch sehr "unhandlich" wird, verspricht diese Möglichkeit wenig Erfolg,

da die Strom-Frequenzkurven nach wie vor breiter als im Fall gleicher Geschwindigkeit über den Rohrquerschnitt sein werden. Dadurch wird aber das Auflösungsvermögen herabgesetzt und die Auswertung gemessener Kurven erheblich erschwert, wenn nicht sogar unmöglich gemacht. Es muß schon während der Messung vermieden werden, daß sich ein Strömungsprofil auf das Meßergebnis auswirken kann.

Eine veränderte Konstruktion, bei der weitgehend auf Wände verzichtet wird, könnte Abhilfe bringen, wird jedoch gleichzeitig neue Schwierigkeiten konstruktiver Art hervorrufen. So erscheint eine dritte Möglichkeit am vorteilhaftesten zu sein, nur einen Teil des Rohrquerschnitts zu nutzen, dessen Größe dann so zu bemessen ist, daß im Rahmen zugelassener Fehlergrenzen die Strömungsgeschwindigkeit als konstant angenommen werden kann.

Für ein Gerät mit den Eigenschaften Laufraumlange D = 10 cm, Spaltbreite d = 1 cm wurden Strom-Frequenzkurven berechnet. Eine Driftspannung wurde nicht angenommen. Die Strömungsgeschwindigkeit gehorchte in einem Fall einer parabolischen Geschwindigkeitsverteilung, im anderen Fall wurde sie als konstant über den Rohrquerschnitt angenommen. Der Durchfluß

$$\emptyset = \int_{\text{Querschnitt}} v \, dF$$

war stets gleich

$$\bar{v} = \frac{\emptyset}{\text{Querschnitt}} = 600 \, \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$$

Bild 16 zeigt das Ergebnis der Rechnung.

Ist die Strömungsgeschwindigkeit konstant über den Rohrquerschnitt, so ergeben sich die bereits bekannten dreieckförmigen Strom-Frequenzkurven mit ihren linear mit der Ordnungszahl n abnehmenden Spitzenwerten. Wird jedoch ein vollausgebildetes parabolisches Strömungsprofil angenommen, so ändert sich das Ergebnis wesentlich. Wie bereits bei den Testmessungen zu beobachten war, sind die Strom-Frequenzberge sehr viel breiter geworden, derart, daß sie auch beim Tast-

verhältnis $\lambda = 0{,}25$ bereits ineinander übergehen, ohne durch Gebiete verschwindenden Stromes getrennt zu sein. Die lineare Abnahme der Maximumwerte mit steigender Ordnungszahl fehlt ebenfalls. Die Mittenfrequenz der Stromberge entspricht einer Strömungsgeschwindigkeit, die zwischen der angenommenen mittleren Geschwindigkeit und der Kernströmungsgeschwindigkeit ($= 2 \cdot \bar{v}$ für parabolische Geschwindigkeitsverteilung) liegt.

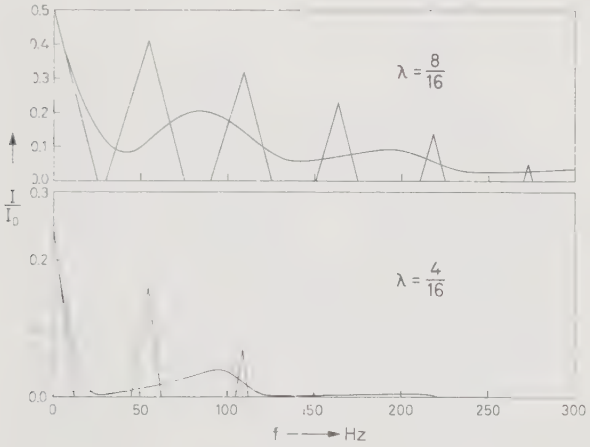

Abb. 16: Strom-Frequenzkurven, berechnet unter der Annahme konstanter Strömungsgeschwindigkeit über den Rohrquerschnitt und unter der Annahme eines parabolischen Geschwindigkeitsprofiles. (Tastverhältnisse der Schaltspannung 8/16 und 4/16.)

Die Übereinstimmung zwischen den beiden Typen von Strom-Frequenzkurven wird umso besser, je geringer die Frequenz f ist. Für Frequenzen gegen Null wird schließlich der gleiche Stromwert eingenommen. Das ist leicht einzusehen, da dann die Laufzeit zwischen den ersten und zweiten Spalt vernachlässigbar gegenüber der Öffnungs- bzw. Schließdauer ist. Der Strom wird nur durch deren Verhältnis (Tastverhältnis λ) bestimmt.

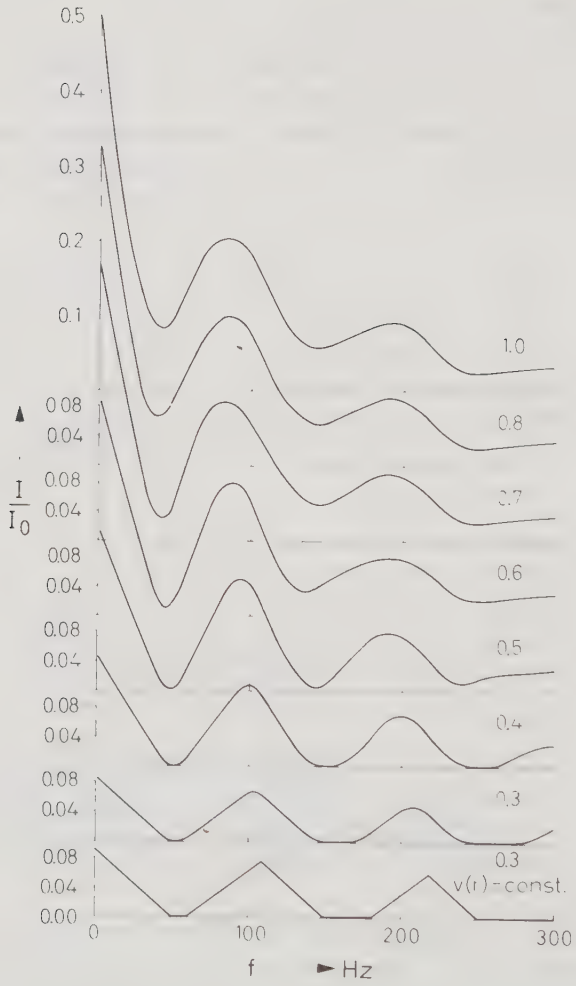

Abb. 17: Strom-Frequenzkurven (berechnet) bei teilweiser Nutzung des Rohrquerschnitts. Parameter ist das Verhältnis von genutzten Radius zu Rohrradius, Tastverhältnis der Schaltpannung $\lambda = 0{,}5$.

Welche Verbesserungen lassen sich nun erzielen, wenn nur ein Teil des Rohrquerschnitts genutzt wird? Unter teilwei-

ser Nutzung soll verstanden werden, daß nur der Querschnitt ausgehend von der Mittelachse des Rohres bis zu einem Radius r betrachtet wird. In den Abb. 17 und 18 sind die Ergebnisse von Rechnungen zusammengestellt, mit denen Strom-Frequenzkurven für verschiedene Radien r bestimmt wurden (Tastverhältnisse auch hier 0,5 bzw. 0,25). An Hand der Bildfolge ist sehr schön zu sehen, wie durch die Verkleine-

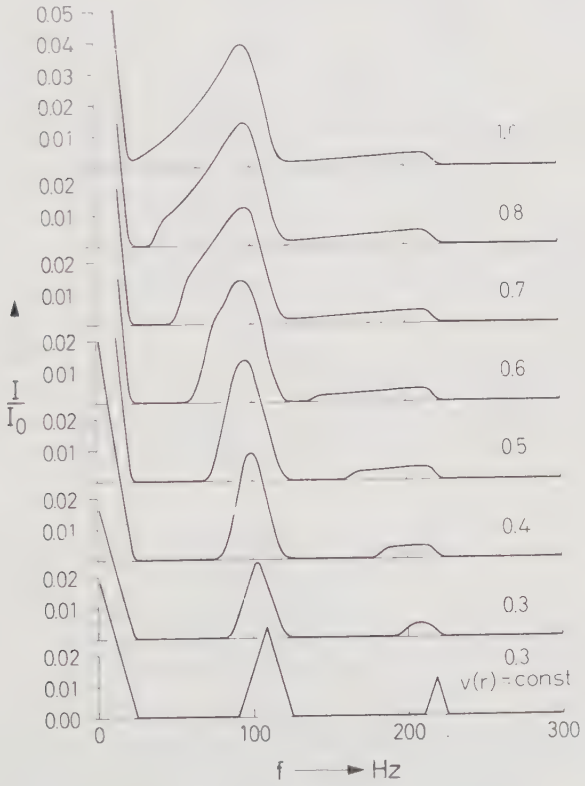

Abb. 18: Strom-Frequenzkurven (berechnet) bei teilweiser Nutzung des Rohrquerschnitts. Parameter ist das Verhältnis von genutzten Radius zu Rohrradius, Tastverhältnis der Schaltspannung $\lambda = 0{,}25$.

rung des genutzten Querschnitts die Strom-Frequenzkurven ihre verwaschene Form verlieren und sich der durch die Theorie angegebenen Idealform angleichen. Verbunden ist damit eine Reduzierung der Stromamplituden, die allerdings - bedingt durch das Strömungsprofil - nicht im gleichen Maße wie die Querschnittsverringerung erfolgt.

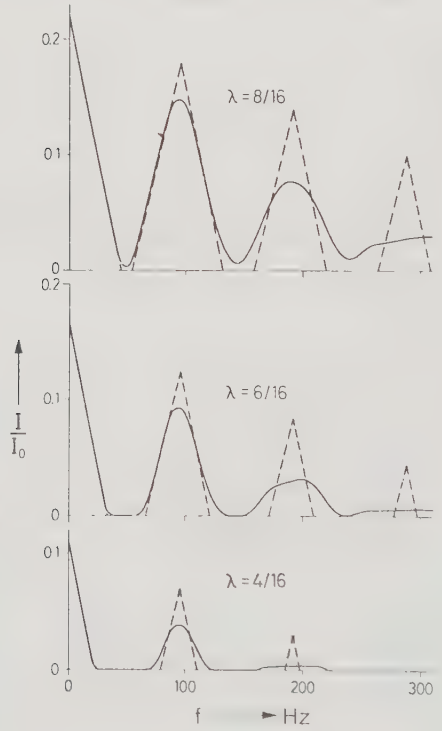

Abb. 19: Strom-Frequenzkurven, berechnet unter Annahme eines Strömungsprofiles im Rohr und Nutzung des halben Radius, im Vergleich mit idealen Strom-Frequenzkurven (konstante Geschwindigkeit über den Rohrquerschnitt).

Bild 19 zeigt Strom-Frequenzkurven, die man bei Nutzung des halben Rohr-Radius erhält, gegenübergestellt solchen,

wie sie sich im Idealfall gleicher Strömungsgeschwindigkeit über den Rohrquerschnitt ergeben. Die Stromwerte wurden für kleine Frequenzen (im Stromberg O. Ordnung) aneinander angepaßt.

Betrachtet man nur Berge 1. Ordnung, so ist besonders für ein Tastverhältnis $\lambda = 0{,}5$ und $0{,}375$ die Übereinstimmung gut, was die Breite ("Halbwertsbreite") anbetrifft. In den Spitzenströmen treten allerdings noch Differenzen auf. Das Bild verschlechtert sich, geht man zu einem Tastverhältnis $\lambda = 0{,}25$ über: Weder bei der Breite noch bei der Höhe der Stromfrequenz-Berge besteht eine befriedigende Übereinstimmung. Sehr gut (praktisch linear) ist allerdings in allen Fällen der Verlauf der Kurven im Bereich des Stromberges O. Ordnung (Erklärung s.o.).

Der Vergleich hat gezeigt, daß auch bei einem ausgebildeten Strömungsprofil im Rohr die Anwendung der aufgestellten Gleichungen ("Theorie") und damit die Auswertung von Meßkurven möglich sein sollte, sofern nur ein Teil des Rohrquerschnitts genutzt wird. Allerdings sollte das noch anzugebende Auswerteverfahren die verbleibenden Abweichungen zwischen Idealfall und Wirklichkeit berücksichtigen können.

IV. Auswertung von Strom-Frequenzkurven

1. Formeln für die Auswertung

Eine Messung möge so erfolgen, daß in Abhängigkeit von der Frequenz der Auffängerstrom registriert wird und zwar zunächst ohne eine Driftspannung zwischen den Toren (im "Laufraum"), anschließend mit Driftspannung. Wir erwarten, daß im Vergleich zur ersten Messung eine Verschiebung der Strommaxima nach höheren oder niedrigeren Frequenzen auftritt, je nachdem, ob das elektrische Zusatzfeld beschleunigend oder bremsend auf die Ionen wirkt, und eine Veränderung der Kurvenform, eventuell sogar ein deutliches Aufspalten in mehrere Strommaxima.

Die Auswertemethode muß es nun ermöglichen, durch einen Vergleich der beiden Meßkurven die Ionenbeweglichkeiten, die entsprechende Ionendichte bzw. das Ionenspektrum zu gewinnen.

Als Rüstzeug für die weiteren Betrachtungen wollen wir zunächst an Kapitel I anschließen, einige der dort abgeleiteten und in Tabelle I (Anhang) aufgeführten Gleichungen diskutieren und ergänzen.

1.1 Verschiebung der Stromberge

Aus Gleichung (I Gl.7b) (Mittenfrequenz der Stromberge) gewinnen wir eine weitere, die uns ermöglicht, aus der Verschiebung der Stromberg Δf die Driftgeschwindigkeit und daraus bei bekanntem elektrischen Feld im Driftraum die Beweglichkeit der Ionen (eine Beweglichkeit) zu bestimmen:

f_o = Mittenfrequenz ohne Driftspannung
f^* = Mittenfrequenz mit Driftspannung
$\Delta f = f^* - f_o$

$$u = \frac{\Delta f \cdot f_o \cdot (D + d)^2}{n \cdot (D \cdot f_o - \Delta f \cdot d)} \qquad (1)$$

für $d = o$

$$u = \frac{\Delta f \cdot D}{n} \qquad (1a)$$

1.2 Höhe der Stromberge

Aus (I Gl. 8c, 7b) erhalten wir eine Gleichung, die uns die apparatbedingte (Spaltbreite $d \neq o$) Änderung der Strommaxima mit der Frequenz angibt:

$$\frac{I_{max}}{I_o} = \lambda - n \cdot \frac{d}{d + D} \cdot \frac{f^*}{f_o} \qquad (2)$$

bzw.

$$\frac{I_{max}\,(f^*)}{I_{max}\,(f_o)} = \frac{\lambda\,(D + d) - n \cdot d \cdot \frac{f^*}{f_o}}{(\lambda - n) \cdot d + \lambda\, D} \qquad (2a)$$

Diese Gleichungen sagen folgendes aus:

a) eine Änderung der Stromamplitude wird für Ordnungszahlen $n \neq o$ durch d bewirkt. Gilt $d \equiv o$, so folgt

$$\frac{I_{max}}{I_o} \quad \lambda$$

b) ist <u>keine</u> Driftspannung vorhanden ($\frac{f^*}{f_o} = 1$), so ist die Höhe der Stromspitzen unabhängig von der Frequenz und nimmt nur ab mit wachsender Ordnungszahl (dieses war schon in Kap. I ausgesprochen worden.).

c) ist $d \neq o$, $n \neq o$, so nimmt der Strom mit wachsenden $\frac{f^*}{f_o}$ ab. Insbesondere gibt Gl. (2a) das Verhältnis der Ströme bei den beiden Frequenzen f^* und f_o an.

<u>Anmerkung:</u> Aus der Abnahme der Ströme mit wachsender Ordnungszahl (keine Driftspannung) läßt sich $\frac{d}{D}$ bestimmen.

1.3 <u>Relative Breite der Stromberge</u>

Aus (I Gl. 9, 7b) erhalten wir für die relative Breite der Strom-Frequenzkurve

$$\frac{f_3 - f_1}{f_2} = \frac{\Lambda}{f^*} \cdot \frac{2(d+D) \cdot f_o \circ [f_o \circ \lambda \cdot (d+D) - f^* \cdot n \cdot d]}{n[f_o(d+D) - f^* d][f_o(d+D) + f^* d]} \qquad (3)$$

für $f^* = f_o$ (keine Driftspannung)

$$\frac{\Lambda}{f^*} = \frac{2\,(d+D)\,[(\lambda - n)\,d + \lambda\,D]}{n\,[(d+D)^2 - d^2]} \qquad (3a)$$

für $d = o$, f^* beliebig

$$\frac{\Lambda}{f^*} = \frac{2\lambda}{n} \qquad (3b)$$

Aussagen der Gleichung 3, 3a, 3b:
Sowohl für $d \neq o$ als auch $d = o$ besteht bei gleichbleibenden n ein festes Verhältnis zwischen Breite und Mittenfrequenz (3, 3b) (keine Driftspannung). Die Stromberge werden mit wachsender Frequenz absolut gesehen breiter. Eine Erhöhung der Ordnungszahl verringert in jedem Fall die Breite der Kurven und - wie bereits früher gezeigt - auch die Höhe der Spitzenströme.

Die Auswertung wird sich auf das erste Strommaximum beschränken (n = 1). Gleichung (3) lautet dann

$$\frac{\Delta}{f^*} = \frac{2\,(d+D)\,[\lambda\,(d+D) - \epsilon\,d]}{(d+D)^2 - \epsilon^2\,d^2} \qquad (4)$$

mit

$$\epsilon = \frac{f^*}{f_o}$$

Für $o \leq \epsilon \leq 2$ ist Gl. (4) geplottet worden (Bild 20).

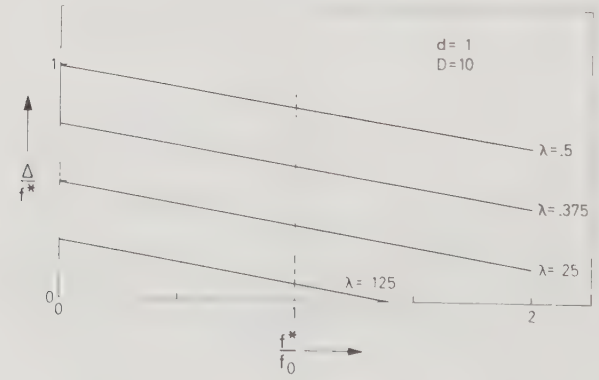

Abb. 20: Hilfsdiagramm zur Auswertung von Strom-Frequenzkurven (vergl. Text).

In Kapitel I wurde erwähnt, daß bei einer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit und der dadurch bewirkten Erhöhung der Mittenfrequenz die relative Breite der Strom-Frequenzkurve gleich bleibt. Gl. (4) besagt nun, daß bei einer Erhöhung der Frequenz ($\epsilon > 1$) durch eine zusätzliche beschleunigende Driftspannung die relative Breite abnimmt, bei bremsender Driftspannung und damit Erniedrigen der Frequenz ($\epsilon < 1$) hingegen zunimmt.

Um die Breiten der Strom-Frequenzkurven bei Anwesenheit und Abwesenheit von Driftspannung vergleichen zu können, leiten wir aus Gl. (4) noch die Gl. (5) ab

$$\frac{\Delta(f^*)}{\Delta(f_o)} = \frac{\lambda\,(d+D) - \epsilon\,d\left[(d+D)^2 - d^2\right]}{\left[\lambda\,(d+D) - d\right]\left[(d+D)^2 - \epsilon^2 d^2\right]} \cdot \epsilon \qquad (5)$$

Der Verlauf dieser Funktion ist Bild 21 zu entnehmen.

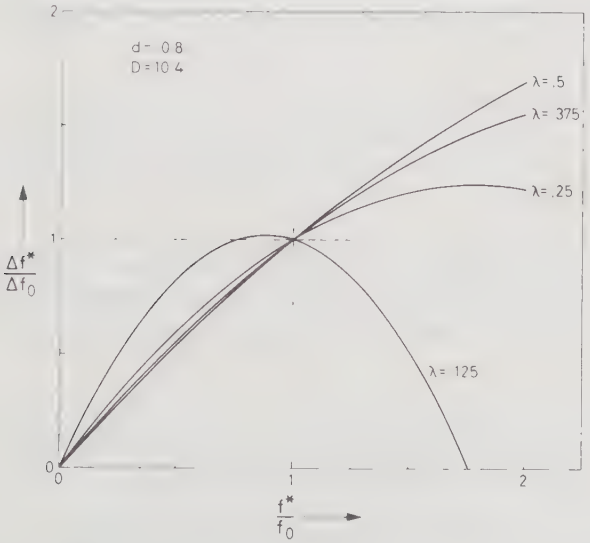

Abb. 21: Hilfsdiagramm zur Auswertung von Strom-Frequenzkurven (vergl. Text).

Damit sind die Gleichungen genannt, die für die Auswertung der Stromfrequenzkurven von Bedeutung sein werden. Es ist jedoch zu beachten, daß die angegebenen Gleichungen nur gültig sind, sofern eine konstante Geschwindigkeit über den Rohrquerschnitt besteht.

IV.2 Auswertung bei Vorhandensein eines Beweglichkeitswertes

Dieser Fall läßt sich dadurch erkennen, daß der Stromberg sich bei Vorhandensein einer Driftspannung nur verschiebt, nicht aber wesentlich seine Form ändert. Der Gang der Auswertung:

1. Ablesen der Mittenfrequenzen f_o und f^* sowie der zugehörigen Kurvenbreiten $\Delta (f_o)$ und $\Delta (f^*)$.

2. Überprüfung, daß nur eine Beweglichkeit vorhanden ist:
   Hierfür wird $\frac{f^*}{f_o}$ sowie $\frac{\Delta (f^*)}{\Delta (f_o)}$ gebildet. Es muß Übereinstimmung mit den Werten der Abbildung 21 bestehen.

3. Die Differenz aus den Mittenfrequenzen $\Delta f = f^* - f_o$ bilden und mit Gl. (1) die Driftgeschwindigkeit u bzw. die Beweglichkeit k mit $k = \frac{u}{E} = \frac{u \cdot d}{U}$ berechnen.

4. Den Maximumwert des Stromes I_{max} ablesen und mit $\frac{f^*}{f_o}$ und Gl. (2) den Strom I_o bestimmen. Aus I_o folgt für die gesuchte Ionendichte $N_o = \frac{I_o}{F \cdot v \cdot e}$.

IV.3 Auswertung bei Vorhandensein eines "Ionenspektrums"

Lassen sich bei der Überprüfung der Strom-Frequenzkurven keine diskreten Ionenbeweglichkeitswerte erkennen, so kann entweder ein kontinuierliches Ionenspektrum vorliegen oder aber durch das begrenzte Auflösungsvermögen

des Gerätes können entsprechend nahe beieinanderliegende Beweglichkeiten nicht angezeigt werden. Das Gerät bildet eine Beweglichkeit nicht in einem bestimmten Strom bei einer bestimmten Frequenz ab, sondern liefert - sofern man Diffusion und Strömungsprofil nicht beachtet - einen dreieckförmigen Strom-Frequenz-Verlauf. Im Experiment beobachtet man indessen eine glockenformähnliche Verteilung, die sehr schön zu sehen ist, wenn die Driftspannung Null ist, man somit effektiv Ionen mit der Beweglichkeit Null hat.

Für den Fall, daß mit dem Gerät nur "glatte Kurven" zu beobachten sind, soll nun ein Verfahren angegeben werden, mit dem die Bestimmung des Spektrums auf einfache Weise und mit ausreichender Genauigkeit möglich ist.

Liegt nur eine Ionenbeweglichkeit vor, so bildet das Ionenspektrometer diese als eine glockenförmige Strom-Frequenzkurve ab. (Diese Annahme ist gut erfüllt für den ersten Strom-Frequenz-Berg, und nur dieser wird betrachtet.) Es kann dann geschrieben werden:

$$I(f) = A \cdot N_o \cdot v_o \cdot \frac{I_{max}}{I_o} \cdot e^{-a^2(f - f_2)^2} \qquad (1)$$

Die Größe A ist eine Apparatekonstante; $\frac{I_{max}}{I_o}$, a, f_2 sind jedoch abhängig von den Geschwindigkeiten v_o und u. Im einzelnen gelten die bereits bekannten Gleichungen

$$f_2 = \frac{v_o(v_o + u)}{d(v_o + u) + Dv_o} \quad , \qquad (f_o = \frac{v_o}{d + D}) \qquad (2)$$

$$\Delta = \frac{2(v_o + u)\,[(\lambda - 1) \cdot d \cdot (v_o + u) + \lambda D v_o]}{D\,[2\,d\,(v_o + u) + D\,v_o]} \qquad (3)$$

$$a = \frac{2 \cdot \sqrt{\ln 2}}{\Delta f / 2} = \frac{2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot D \left[2d\ (v_o + u) + D\ v_o\right]}{(v_o + u)\left[(\lambda - 1)\ d\ (v_o + u) + \lambda\ D\ v_o\right]} \qquad (4)$$

$$\frac{I_{max}}{I_o} = \lambda - \frac{d\ (v_o + u)}{d\ (v_o + u) + D\ v_o} \qquad (5)$$

Nun liege ein Ionenspektrum vor. Auch hier soll angenommen werden, daß es sich näherungsweise durch einen glockenförmigen Verlauf beschreiben läßt:

$$n(u) = \frac{dN}{du} = n_o \cdot e^{-\eta^2 (u - u_o)^2} \qquad (6)$$

Aus den Gleichungen (1) und (6) folgt dann für den Strom in Abhängigkeit von der Frequenz

$$I(f) = A \cdot v_o \cdot n_o \int_o^\infty \frac{I_{max}}{I_o}\ e^{-a^2 (f - f_2)^2 - \eta^2 (u - u_o)^2}\ du \qquad (7)$$

Die Berücksichtigung der vollständigen Gleichungen für die Halbwertsbreite, Mittenfrequenz und Stromamplitude ist nicht möglich, ohne Ausdrücke zu erhalten, die für die gewünschten Abschätzungen zu umfangreich und damit unbrauchbar sind. Zunächst sei angenommen, daß die Spaltbreite d verschwindet. Dann gilt

$$f_2 = \frac{v_o + u}{D} \qquad f_o = \frac{v_o}{D} \qquad (2a)$$

$$a = \frac{2 \cdot \sqrt{\ln 2} \cdot D}{(v_o + u) \cdot \lambda} \qquad (4a)$$

$$\frac{I_{max}}{I_o} = \lambda \qquad (5a)$$

Weiterhin versuchen wir, die Größe a als konstant anzunehmen, wobei für $v_o + u$ später gesetzt wird $v_o + u_o$. Gleichung (7) lautet nun

$$I(f) = A \cdot v_o \cdot n_o \int_o^\infty \exp\left[-\frac{a^2+\eta^2D^2}{D^2}\left(u - \frac{a^2fD - a^2v_o + u_o\eta^2D^2}{a^2+\eta^2D^2}\right)^2\right] du \qquad (7a)$$

$$\cdot \exp\left[-\frac{a^2\eta^2D^2}{a^2+\eta^2D^2}\left(f - \frac{v_o + u}{D}\right)^2\right]$$

Auch der Integrand enthält noch die Frequenz f als Variable. Man kann jedoch zeigen, daß sich der Wert des Integrals nur unwesentlich ändert, sofern die Halbwertsbreite der Driftgeschwindigkeitsverteilung größer als die Mitten-Driftgeschwindigkeit ist und nur Frequenzen in der Nähe von f_2 betrachtet werden mit

$$\int_o^\infty \left[\quad\right] du = C$$

folgt

$$I(f) = A \cdot v_o \cdot n_o \cdot \frac{I_{max}}{I_o} \cdot C \cdot e^{-\frac{a^2\eta^2D^2}{a^2+\eta^2D^2}\left(f - \frac{v_o + u}{D}\right)^2} \qquad (8)$$

Die gemessene Strom-Frequenzkurve sollte also wieder einen glockenförmigen Verlauf haben. Indem wir die Mittenfrequenz f* und die Halbwertsbreite h bestimmen, gewinnen wir die entsprechenden Parameter der Driftgeschwindigkeitsverteilung. Man erhält die folgenden Gleichungen:

Mittendriftgeschwindigkeit $\quad u_o = D\,(f_o - f^*)$

Halbwertsbreite der Driftgeschwindigkeitsverteilung $\quad h_u = D \cdot \sqrt{h^2 - \frac{4 \ln 2}{a^2}}$

(Spaltbreite d = 0) $\quad = D\sqrt{h^2 - f^{*2}\lambda^2}$

Zur Kontrolle der angegebenen Gleichungen für die Auswertung wurden Strom-Frequenzkurven berechnet und anschließend dem Auswerteverfahren unterworfen.

vorgegebene Werte

$D = 10$
$d = 0$
$v_o = 600$
$u_o = 300$
$h_u = 200$

λ	f_o	f^*	$h(f^*)$	u_o	h_u
0,125	60	90	23,0	300	201
0,25	60	89,5	30,5	295	207
0,375	60	89,5	41,0	295	235
0,5	60	89,5	51,5	295	254

Während die Übereinstimmung bei der Mittendriftgeschwindigkeit sehr gut ist (Fehler kleiner 2 %), treten bei der Halbwertsbreite mit größer werdendem Tastverhältnis λ auch größer werdende Abweichungen auf. Bei kleineren Tastverhältnissen ($\lambda < 0{,}25$) ist die Übereinstimmung zwischen vorgegebenen und ausgewerteten Halbwertsbreiten als sehr gut zu bezeichnen.

Um das Auswerteverfahren auch bei Spaltbreiten $d \neq 0$ anwenden zu können, wurden die exakten Gleichungen für die Mittenfrequenz und die Halbwertsbreite insofern benutzt, daß für die Größe D gesetzt wurde

$$D + \frac{v_o + u}{v_o} d$$

und auch in dem exakten Ausdruck für a stets die Variable u durch u_o ersetzt wurde. Man erhält dann als Auswerteformeln

$$u_o = f_o (d + D)^2 \frac{f^* - f_o}{f_o D - d (f^* - f_o)}$$

$$h_u = \frac{f_o \cdot D \cdot (d + D)}{[f_o (d + D) - f^* d]} \sqrt{h^2 - \frac{4 \ln 2}{a^2}}$$

$$a = 2 \ln 2 \frac{f_o^2 (d+D)^2 - f^{*2} d^2}{f_o f^* (d+D)[\lambda f_o (d+D) - f^* d]}$$

Auch in diesem Fall wurden als Test des Auswerteverfahrens gerechnete Strom-Frequenzkurven ausgewertet.

vorgegebenen Werte

D = 10
d = 1
v_o = 600
u_o = 300
h_u = 200

λ	f_o	f^*	$h(f^*)$	u_o	h_u
0,125	54,5	--	--	-	-
0,25	54,5	76,8	17,5	281	168
0,375	54,5	76,5	25,5	277	192
0,5	54,5	76,5	35	277	225

Die Abweichungen bei den Mittendriftgeschwindigkeiten betragen bis zu etwa 7,5 %, während sie bei den Halbwertsbreiten bis zu etwa 16 % betragen. Wie auch bereits im Fall d = 0 zu sehen war, verringern sich mit steigendem Tastverhältnis λ die Mittendriftgeschwindigkeiten und vergrößern sich die Halbwertsbreiten.

Zum Abschluß der Tests des Auswerteverfahrens wurden Strom-Frequenzkurven berechnet unter Annahme eines Strömungsprofils im Rohr und teilweiser Nutzung der Radien (50 %).

vorgegebene Werte

D = 10
d = 1
v_o = 600
u_o = 300
h_u = 200

λ	f_o	f^*	$h(f^*)$	u_o	h_u
0,125					
0,25	95	119,0	31	297,9	296,8
0,375	94,25	117,75	42	292,6	317,4
0,5	94	117,5	56	291,6	360,4

Während die Mittendriftgeschwindigkeiten gut bestimmt werden, ist die Übereinstimmung bei den Halbwertsbreiten als unbefriedigend zu bezeichnen. Der Trend, abnehmende Mittendrift-

geschwindigkeit und wachsende Halbwertsbreite bei zunehmendem Tastverhältnis, ist auch in diesem Fall zu beobachten.

Im Falle eines vorhandenen Strömungsprofiles versagt die Auswertemethode, soweit es die Bestimmung der Halbwertsbreiten betrifft. (Die Mittenfrequenzen werden gut bestimmt.) Diese Ungenauigkeiten sind darauf zurückzuführen, daß bereits durch das Strömungsprofil, auch bei teilweiser Nutzung des Radius, die Strom-Frequenzkurven breiter sind als im Fall konstanter Strömungsgeschwindigkeit. In der Tabelle sind u.a. berechnete und abgelesene Werte gegenübergestellt.

$d = 10$ $d = 1$	λ	$h_1(f_o)$ $v = v_o$	$h_2(f_o)$ $v = v(r)$	h_2-h_1	$h(f^*)$	$h(f^*)$ $-(h_2-h_1)$	h_u
$v_o = 600$	0,25	15,2	27,5	12,3	31	18,7	101,16
$u_o = 300$	0,375	27,0	35,5	8,5	42	33,5	138,05
$h_u = 200$	0,5	38,8	46,5	7,7	56	48,3	166,45

Es ist nun der Versuch gemacht worden, diese durch das Strömungsprofil bewirkte Verbreiterung bei der Berechnung von h_u zu berücksichtigen. Die abgelesenen Werte $h(f^*)$ wurden um die Differenz (h_2-h_1) verringert. Die dann folgenden h_u-Werte sind ebenfalls in der Tabelle aufgeführt. Die Werte sind stets kleiner als der vorgegebene Wert, die Abweichungen immer noch beträchtlich.

Das Auswerteverfahren ist also nur bedingt tauglich in diesem Fall. Anhand der Breite $h(f_o)$ muß stets geprüft werden, wie stark das Strömungsprofil sich ausgebildet hat, und danach kann eine grobe Fehlerangabe für die ausgewertete Halbwertsbreite erfolgen.

IV.4 Bestimmung der Driftraumlänge D

In Kapitel II.2 wurde bereits eine der Apparategrößen, die Torbreite d, bestimmt. Für die Auswertung von Meßkurven ist noch die Kenntnis der zweiten Apparategröße, der Länge D des Driftraumes, erforderlich. Zwei Möglichkeiten zu ihrer

Bestimmung bieten sich an:
Mit der ersten Methode wird bei bekannter Strömungsgeschwindigkeit die Mittenfrequenz gemessen und bei bekannter Torbreite die Driftraumlänge berechnet. Diese Methode war bei den vorliegenden Versuchsbedingungen nicht anwendbar, da wegen der Ausbildung des Strömungsprofiles im Rohr die effektive Strömungsgeschwindigkeit nicht angegeben werden konnte.

Bei der zweiten Methode wird aus der Abnahme der Maximalströme mit wachsender Ordnungszahl n das Verhältnis D/d bestimmt und anschließend, wiederum bei bekannter Torbreite d, die Driftraumlänge D. Aus Gl. (I 8c) erhält man

$$\frac{D}{d} = \frac{\frac{I_n}{I_{n+1}} (\lambda - n - 1) + n - \lambda}{\lambda \left(1 - \frac{I_n}{I_{n+1}}\right)}$$

Auch bei dieser Methode wirkt sich die Ausbildung eines Strömungsprofiles im Rohr auf das Ergebnis aus, jedoch weniger stark. Nimmt man an, daß sich im ersten Tor die Geschwindigkeit v_1, im zweiten Tor die Geschwindigkeit v_2 und im Driftraum eine mittlere Geschwindigkeit $v_1 + v_2/2$ besteht, so erscheint auf der rechten Seite der angegebenen Gleichung nur ein zusätzlicher Faktor:

$$\frac{D}{d} = \frac{(v_1 + v_2)^2}{4\, v_1 v_2} \cdot \frac{\frac{I_n}{I_{n+1}} (\lambda - n - 1) + n - \lambda}{\lambda \left(1 - \frac{I_n}{I_{n+1}}\right)}$$

Das Verhältnis v_2/v_1 kann maximal den Wert 2 und der Faktor damit den Wert 1,125 annehmen. Die durch ein Strömungsprofil verursachte Abweichung kann also höchstens 12,5 % betragen.

Die Auswertung von gemessenen Stromfrequenzkurven ergab als Mittelwert für das Verhältnis D/d

$$D/d = 13 \pm 1{,}5\ \% .$$

Mit d = 0,8 cm würde folgen

$$D = 10{,}4\ \text{cm} \pm 5\ \%.$$

Dieser Wert stimmt exakt mit der mechanischen Länge des Driftraumes überein.

IV.5 Vergleichsmessung mit einem Gerdienkondensator

Beweglichkeitsmessungen, die in der zur Verfügung stehenden Vakuumanlage mit Gerdienkondensatoren durchgeführt wurden, erbrachten stets keinen Hinweis auf deutlich voneinander getrennte Beweglichkeitswerte. Als Versuchsgas wurde im allgemeinen atmosphärische Luft verwendet; die Ionen wurden entweder durch Bestrahlung mit einer radioaktiven Quelle (Am-241) oder mit einer Deuterium-UV-Lampe erzeugt. Die Abbildung 22 zeigt eine typische Stromspannungskurve, die mit einem Gerdienkondensator mit nicht unterteilter Meßelektrode gewonnen wurde (vergl. Borchers, 1971). Die Form der Kennlinie - stetige Rundung ohne ausgeprägte Unstetigkeiten in der Steigung - läßt auf ein Ionenspektrum schließen. Man erhält es aus der Kennlinie durch zweimalige Differentation. Abb. 23 zeigt das Ergebnis. Es ist typisch für derartige Messungen und wurde auch bei Beweglichkeitsmessungen in der freien Atmosphäre gefunden (vergl. Israel, 1957). Obwohl nicht auszuschließen ist, daß latent vorhandene Unstetigkeiten in der Steigung nicht zu erkennen sind, weil sie durch Diffusionseffekte ausgeglichen werden, läßt sich für den qualitativen Verlauf der Beweglichkeitsverteilung auch theoretisch eine inter-

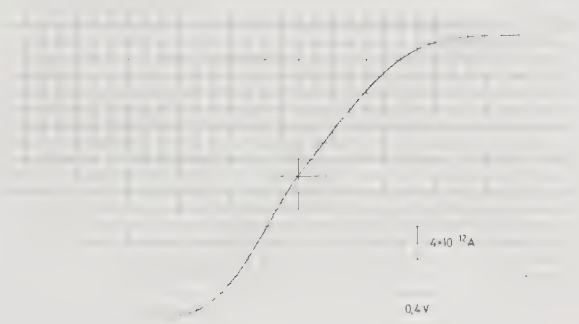

Abb. 22: Typische Stromspannungskurve eines Gerdien-Kondensators mit nichtunterteilter Meßelektrode.

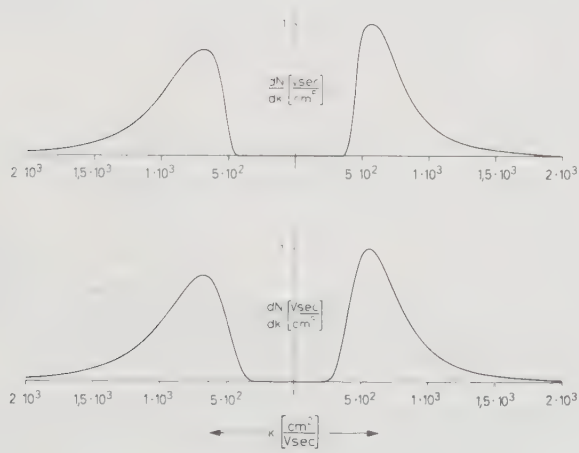

Abb. 23: Ionenspektren
Oben : Berechnet aus Stromspannungskurve der Abb. 22.
Unten: Berechnet mit Hilfe der Lenard-Formel und Annahme einer Gaußverteilung der Ionengrößen.

essante Erklärung geben. Geht man davon aus, daß die Größen der Ionen einer Gaußverteilung gehorchen und die Beweglichkeit der Ionen näherungsweise deren Querschnitt umgekehrt proportional ist (s. Lenard-Formel in Israel 1957, Seite 288), so erhält man eine Beweglichkeitsverteilung, wie sie die Abbildung 23 (unten) zeigt und die mit der gemessenen relativ gut übereinstimmt. (Die Kurven wurden einanderangepaßt in der Amplitude und im abfallenden Teil der Kurven nach hohen Beweglichkeiten hin.)

Bei gleichen Versuchsbedingungen sind die Beweglichkeiten von Ionen sowohl mit einem Gerdienkondensator als auch mit dem beschriebenen Ionenspektrometer bestimmt worden. Da erwartungsgemäß auch die Strom-Frequenzkurven keinen Hinweis auf einzelne, hinreichend weit auseinanderliegende Beweglichkeitswerte enthielten, wurde die Auswertemethode gemäß Kapitel IV.3 angewendet d.h. es wurden die Halbwertsbreiten einer angenommenen Gaußverteilung im Beweglichkeitsspektrum und die Mittenbeweglichkeiten berechnet. Das Ergebnis bestätigt die Erfahrungen, die bereits bei der Auswertung gerechneter I(f)-Kurven gewonnen wurden:

Halbwertsbreiten

Die Unsicherheit in ihrer Bestimmung ist relativ groß, wie das folgende Beispiel zeigt: Messung bei 2 Torr

Meßmethode	Halbwertsbreite $\left[\frac{cm^2}{Vsec}\right]$	
	positive Ionen	negative Ionen
nach I(U)-Kurven des Gerdien-Kondensators	$3{,}8 \cdot 10^2$	$5{,}2 \cdot 10^2$
nach I(f)-Kurven des Ionenspektrometers (unkorrigerte Kurvenbreite)	$5{,}0 \cdot 10^2$	$8{,}2 \cdot 10^2$
nach I(f)-Kurven des Ionenspektrometers (korrigierte Kurvenbreite)	$2{,}9 \cdot 10^2$	$4{,}9 \cdot 10^2$

Die aus der Kurvenverbreiterung berechenbaren Halbwertsbreiten sollten nur zu Abschätzungen verwendet werden.

Mittenbeweglichkeiten

Die Übereinstimmung bei den gefundenen Mittenbeweglichkeiten (Beweglichkeitswerten, die den maximalen Ionenkonzentrationen entsprechen), kann hingegen als sehr gut bezeichnet werden (Abb. 24). Bei diesen Messungen zeigte sich deutlich der entscheidende Vorteil des Laufzeit-Beweg-

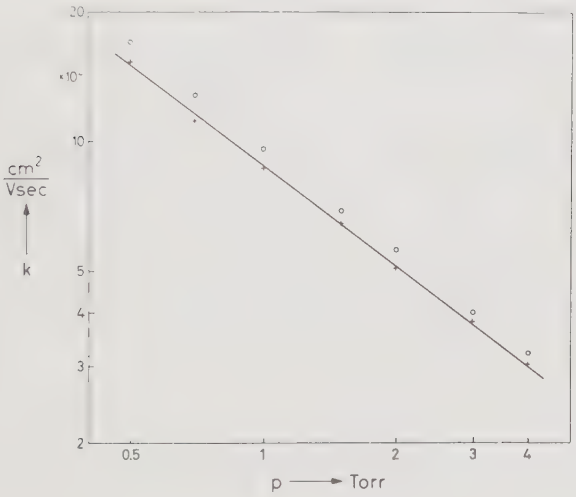

Abb. 24: Vergleichsmessung mit einem Gerdienkondensator
Mittenbeweglichkeiten Kreuze ≙ Laufzeitspektrometer, Kreise ≙ Gerdienkondensator.

lichkeitsspektrometers: Während jenes vollkommen "selbständig" arbeitete, mußte für die Auswertung der Strom-Spannungskurven des Gerdienkondensators zusätzlich der Durchfluß bestimmt werden. Dies geschah in üblicher Weise durch Ermittlung der effektiven Saugleistung der Vakuumpumpe.

ZUSAMMENFASSUNG

Es wird ein Ionenspektrometer vorgestellt und auf seine Eignung hin überprüft, im Bereich der Stratosphäre und Mesosphäre als fallschirmgetragene Sonde die Beweglichkeiten und Dichten natürlicher atmosphärischer Ionen zu messen. Insbesondere kann bei diesem Gerät die bei Aspirationskondensatoren zusätzliche notwendige Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit entfallen, da sie gleichzeitig mitgemessen wird. Das Meßprinzip wurde bereits für Labormessungen verwendet und ist bekannt unter dem Namen "four gauze shutter method".

Ein wichtiges Bauteil des Gerätes sind seine Modulationstore, die im geschlossenen Zustand den Ionenstrom unterbrechen müssen, im geöffneten Zustand hingegen so transparent wie möglich sein sollten. Die zweite Forderung läßt sich selbst bei Verwendung dünnster Molybdändrahtgitter für die Tore nur schwer erfüllen. Daher war es erforderlich, die Ionenverluste durch die Modulationstore in ihrer Abhängigkeit vom Arbeitsdruck und der Strömungsgeschwindigkeit zu untersuchen. Theoretische Überlegungen wurden bestätigt durch experimentell gewonnene Meßergebnisse.

Ein weiteres Kapitel befaßt sich mit dem Schließverhalten der Tore, der effektiven Torbreite und mit ihrer Abhängigkeit von der Größe der Schaltspannung.

Die Theorie des Spektrometers setzt eine über den Rohrquerschnitt konstante Strömungsgeschwindigkeit voraus. Es kann jedoch gezeigt werden, daß diese Bedingung speziell bei Messungen in großen Höhen nicht erfüllt ist, da sich dort infolge relativ kleiner Reynoldzahlen im Rohr ein Strömungsprofil ausbildet. In Modellrechnungen wurde untersucht, wie groß der Einfluß eines solchen Strömungsprofiles auf den Verlauf der Meßkurven ist und inwieweit er sich durch Nutzung nur eines Teiles des Rohrquerschnitts verringern läßt.

Für die Auswertung werden zwei Verfahren angegeben, deren Wahl sich danach richtet, ob die Form der Meßkurven auf diskrete Beweglichkeitswerte oder auf ein kontinuierliches Ionenspektrum hinweist. In letzterem Fall wird eine gaußförmige Ionenbeweglichkeitsverteilung angenommen, deren Mittenbeweglichkeit und Halbwertsbreite bestimmt werden. Die Überprüfung dieses Verfahrens durch Auswertung gerechneter Stromfrequenzkurven ergab, daß die Mittenbeweglichkeiten stets sehr gut bestimmt werden, die Werte für die Halbwertsbreiten hingegen nur zu einer Abschätzung dienen sollten. Eine Vergleichsmessung, die mit einem Gerdienkondensator durchgeführt wurde, bestätigte dieses Ergebnis.

ANHANG

1. Tabelle 1

Gleichungen zur Beschreibung des Zusammenhanges zwischen Strömen und Frequenzen beim Laufzeit-Beweglichkeitsspektrometer

Frequenzen

Tastverhältnis $\lambda = \frac{\Delta t}{T}$ Ordnungszahl $n = 0, 1, 2, \ldots$

$$f_1^{(n)} = \frac{(v_o + u)(n - \lambda)}{D} \qquad (n > 0) \qquad (7a)$$

$$f_2^{(n)} = \frac{n \cdot v_o \ (v_o + u)}{d\,(v_o + u) + D \cdot v_o} = \begin{cases} f_o^{(n)} & (u = o) \\ f^{*(n)} & (u \neq o) \end{cases} \qquad (7b)$$

$$f_3^{(n)} = \frac{(n + \lambda) \cdot v_o \cdot (v_o + u)}{2d\ (v_o + u) + D \cdot v_o} \qquad (7c)$$

Ströme

$$f_3^{(n)} \leq f \leq f_1^{(n+1)} \qquad \frac{I}{I_o} = 0 \qquad (8a)$$

$$f_1^{(n)} \leq f < f_2^{(n)} \qquad \frac{I}{I_o} = f\left(\frac{D}{v_o + u}\right) + \lambda - n \qquad (8b)$$

(Stromanstieg)

$$f = f_2^{(n)} \qquad \frac{I}{I_o} = \lambda - n \cdot \frac{d \cdot (v_o + u)}{d(v_o + u) + D\ v_o} \qquad (8c)$$

(Strommaximum)

$$f_2^{(n)} \leq f \leq f_3^{(n)} \qquad \frac{I}{I_o} = -f\left(\frac{D}{v_o + u}\right) + \lambda + n \qquad (8d)$$

(Stromabfall)

Gültigkeitsbereich der Gleichungen:

$$0 < f_1, f_2, f_3 < \frac{v_o \cdot \lambda}{d}$$

Relative Breite der Stromdreiecke

$$\frac{f_3 - f_1}{f_2} = \frac{\Delta}{f_2} = \frac{2[(\lambda - n) \cdot d \cdot (v_o + u) + \lambda \cdot Dv_o][d(v_o + u) + Dv_o]}{D[2d(v_o + u) + D v_o] \cdot n \cdot v_o} \qquad (9)$$

Absolute Breite der Stromdreiecke

$$f_3 - f_1 = \Delta = \frac{2(v_o + u)[(\lambda - n) \cdot d \cdot (v_o + u) + \lambda \cdot D \cdot v_o]}{D[2d \cdot (v_o + u) + D \cdot v_o]} \qquad (9a)$$

2. Berechnung von Ionenverlusten durch Diffusion

Für die Berechnung der Ionenverluste in den Toren, sowohl bei ebenen Kanälen als auch Drahtgittern, wird angenommen, daß die Ionen sich wie neutrale Gasteilchen verhalten, d. h. elektrische Kräfte untereinander und auch der Einfluß von Bildladungen in der Nähe von Leiteroberflächen werden nicht berücksichtigt. Beide Vernachlässigungen sind gerechtfertigt, da einerseits die Ionendichten stets sehr viel kleiner als die Neutralgasdichten gehalten wurden und zum anderen die Wirkung von Bildladungen sich auf Distanzen beschränkt, welche für die Erklärung der betrachteten Verluste unbedeutend sind. Weiter wird angenommen, daß ein

jedes Ion beim Auftreffen auf die Leiteroberflächen seine Ladung abgibt und damit als Ion verloren ist.

Die zu lösende Differentialgleichung lautet allgemein

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \cdot \Delta N - \operatorname{div} (N \underline{v}) \qquad (1)$$

(N = Anzahldichte, D = Diffusionskoeff., $\underline{v}$ = Strömungsgeschwindigkeit, Δ = Laplace-Oerator)

oder, da nur der stationäre Fall interessiert,

$$D \cdot \Delta N - \operatorname{div} (N \underline{v}) = 0 \; . \qquad (2)$$

a) Ionenverluste durch Diffusion in ebenen Kanälen

Betrachtet sei nur der Fall einheitlicher Strömungsgeschwindigkeit $v_x = v_o$ über den Kanalquerschnitt. Die zu lösende Differentialgleichung lautet dann

$$D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) - v_o \frac{\partial N}{\partial x} = 0 \qquad (3)$$

mit den Randbedingungen

$$N = 0 \quad \text{für } |y| = a$$

$$N = N_o \quad \text{für } |y| < a \text{ und } x = o \; .$$

Mit der Transformation

$$N = \phi (x, y) \cdot e^{\frac{v}{2D} x} \qquad (4)$$

folgt

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{v^2}{4 D^2} \cdot \phi \qquad (5)$$

und weiter mit dem Produktansatz

$$\phi(x, y) = F(x) \cdot G(y) \tag{6}$$

$$\frac{F''}{F} + \frac{G''}{G} = \frac{v^2}{4D^2} \quad . \tag{7}$$

Damit ist die Lösung der Gl. (3) zunächst auf die Lösung der Differentialgleichung

$$\frac{F''}{F} = \alpha \qquad \frac{G''}{G} = -\rho \tag{8}$$

mit

$$\alpha - \rho = \frac{v^2}{4\,D^2} \tag{9}$$

zurückgeführt. Lösungen von (8) sind

$$F \sim e^{\pm \sqrt{\alpha}\, x} \qquad G \sim \sin \sqrt{\rho}\,(y + a) \;, \tag{10}$$

und damit ist auch

$$N^* \sim e^{\frac{v}{2D} x} \cdot e^{\sqrt{\alpha}\, x} \cdot \sin \sqrt{\rho}\,(y + a) \tag{11}$$

eine Lösung der Ausgangsdifferentialgleichung (3).
Die Randbedingung $N = 0$ für $|y| = a$ fordert für die Konstanten β und α

$$\rho = \left(\frac{n \cdot \pi}{2a}\right)^2 \qquad n = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots$$

$$\alpha = \frac{v^2}{4D^2} + \left(\frac{n \cdot \pi}{2a}\right)^2 \;,$$

und Gl. (11) lautet damit

$$N^* \sim e^{\frac{v}{2D} x} \cdot e^{\pm \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{n^2 \pi^2}{4a^2}} \cdot x} \cdot \sin \frac{n \cdot \pi \ (y + a)}{2a} \quad . \qquad (12)$$

Die endgültige Lösung soll nun als Summe derartiger Teillösungen dargestellt werden:

$$N = N_o \cdot e^{\frac{v}{2D} \cdot x} \cdot \sum_{n=o}^{\infty} e^{\pm \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{n^2 \pi^2}{4a^2}} x} \cdot A_n \cdot \sin \frac{n \cdot \pi \ (y + a)}{2a} \quad .$$

Soll die zweite Randbedingung erfüllt werden,

$$N = N_o \qquad \text{für} \qquad |y| < a \qquad \text{und} \qquad x = o \ ,$$

so muß gelten

$$N_o = N_o \cdot \sum_{n=o}^{\infty} A_n \cdot \sin \frac{n \cdot \pi \ (y + a)}{2a} \quad . \qquad (14)$$

Nach (Frank-Mises) lassen sich die Koeffizienten berechnen mit

$$A_n = \frac{1}{a} \int_{-d}^{+d} \sin \frac{n \cdot \pi \ (\eta + a)}{2a} \, d\eta \quad . \qquad (15)$$

Einen Beitrag liefern nur ungerade Glieder, und man erhält

$$A_n = \frac{4}{\pi} \cdot \frac{1}{2n + 1} \quad . \qquad (15a)$$

Damit lautet die Lösung der gegebenen Differentialgleichung

$$N = N_o \cdot \frac{4}{\pi} \sum_{n=o}^{\infty} e^{\left(\frac{v}{2D} \pm \sqrt{\frac{v^2}{4D^2} + \frac{(2n+1)^2 \pi^2}{4a^2}} \right) x} \cdot \frac{1}{2n+1}$$

$$\cdot \sin \frac{(2n+1)\,\pi \cdot (y+a)}{2a} \quad . \qquad (16)$$

Physikalisch sinnvoll ist im vorliegenden Fall nur die Lösung mit dem negativen Vorzeichen des Wurzelausdruckes im Exponenten.

Schließlich erhält man für die am Ort x über den Querschnitt gemittelte Ionendichte im Verhältnis zur ungestörten Ionendichte

$$\frac{\overline{N}}{N_o}(x) = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=o}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \cdot e^{\left(\frac{v}{2D} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{(2n+1) \cdot \pi^2}{a^2 \cdot \frac{v^2}{D^2}}} \right) \right) \cdot x} \cdot$$

$$\left(\triangleq \frac{I}{I_o}(x) \right) \qquad (17)$$

Den berechneten $\frac{I}{I_o}$ - Werten in Abb. 4 liegt diese Gleichung zugrunde.

b) Ionenverluste durch Diffusion bei umströmten Drähten

Im Fall des ebenen Kanals wurde eine über den Querschnitt konstante Strömungsgeschwindigkeit oder anders ausgedrückt, es wurde eine ideale (reibungsfreie) Strömung angenommen. Diese Annahme wird auch bei den folgenden Betrachtungen gemacht, und damit ist die Möglichkeit einer eleganten Trans-

formation (Frank-Mises) gegeben, welche die Lösung des vorliegenden Problems sehr erleichtert.

Quer zur Längsrichtung des Drahtes sei ein kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung im Drahtmittelpunkt. Dann lautet Gl. (1)

$$D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) = v_x \frac{\partial N}{\partial x} + v_y \frac{\partial N}{\partial y} \quad . \tag{18}$$

Die Koordinatentransformation

$$\xi = - v \left(y - \frac{R^2 y}{r^2} \right) \qquad \frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial x} = v_x$$

$$\eta = + v \left(2 R - x - \frac{R^2 x}{r^2} \right) \qquad \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial y} = v_y \tag{19}$$

überführt Gl. (18) in

$$D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial \eta^2} \right) = \frac{\partial N}{\partial \eta} \quad . \tag{20}$$

In der Hydrodynamik wird η als Geschwindigkeitspotential bezeichnet, das längs der Äquipotentiallinien konstant bleibt, ξ ist die Stromlinienfunktion, die längs der Stromlinien konstant bleibt. Dieses neue Koordinatensystem ist orthogonal und erfüllt die Bedingungen

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \; , \qquad \Delta \xi = 0, \qquad \Delta \eta = 0 \; .$$

In der ξ-Richtung erfolgt nun der Teilchentransport nur durch Diffusion, in der η-Richtung hingegen durch Diffusion und Konvektion. Vernachlässigt man in der η-Richtung

den Transport infolge Diffusion gegenüber dem Transport durch Konvektion, so erhält man die vereinfachte Differentialgleichung

$$D \frac{\partial^2 N}{\partial \xi^2} = \frac{\partial N}{\partial \tau} , \qquad (21)$$

die formal mit der Differentialgleichung für den nichtstationären Wärmetransport übereinstimmt.

Die Randbedingungen $N = 0$ für $\xi = 0$ (Grenzfläche)
$N = N_o$ für $\xi > 0$ und $\tau = 0$
werden erfüllt durch die Lösung

$$N = N_o \cdot \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{\xi}{2\sqrt{D \cdot \tau}}}^{\frac{\xi}{2\sqrt{D \cdot \tau}}} e^{-\alpha^2} \, d\alpha . \qquad (22)$$

Nun gilt für den Teilchenstrom, der pro Flächen- und Zeiteinheit auf die Grenzfläche trifft

$$N^* = - D \left(\frac{\partial N}{\partial \xi} \right)_{\xi = 0} . \qquad (23)$$

Differenziert man Gl. (22) an der Stelle $\xi = 0$, so erhält man

$$N^* = - N_o \sqrt{\frac{D}{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\tau}} . \qquad (24)$$

Die Integration der Gl. (24) über den Umfang des Drahtes liefert schließlich den Teilchenverlust pro Zeit- und Längeneinheit

$$N^{**} = -2 \cdot N_o \sqrt{\frac{D}{\pi}} \int_{\pi = 4 \cdot Rv}^{\pi = 0} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \, d\pi \,,$$

$$N^{**} = 8 \cdot N_o \cdot \sqrt{\frac{D \cdot R \cdot v}{\pi}} \,. \qquad (25)$$

Für die Verlustmessungen wurden quadratische Gitter mit dem Seitenmaß L und mit m parallel gespannten Drähten verwendet. Für den Strom im Auffänger gilt dann

ohne Verluste $\quad I_o = N_o \cdot e \cdot v \cdot L^2$

Verluste durch Gitter $\quad I = N^{**} \cdot e \cdot L \cdot m \,,$

und für das Verhältnis beider Ströme

$$\frac{I}{I_o} = 8 \cdot \frac{m}{L} \cdot \sqrt{\frac{D}{v} \cdot \frac{R}{\pi}} \,. \qquad (26)$$

Diese Gleichung liegt den berechneten Werten in Abb. 6 zugrunde.

Auch die Lösung der Diff. (20) (Berücksichtigung von Teilchentransport durch Diffusion in Strömungsrichtung) sei angegeben. Den Lösungsweg hat King (1914) für ein formal gleiches Problem, den Wärmeverlust von umströmten Drähten, beschrieben. Auf den vorliegenden Fall übertragen lautet die Gleichung für den Ionenverlust pro Zeiteinheit und Längeneinheit des Drahtes

$$N^{**} = 4\pi \cdot N_o \cdot R \cdot v \int_o^{\frac{2Rv}{D}} e^u K_o(u) \, du \qquad (27)$$

mit

$$K_o(u) = \int_o^{\infty} e^{-u \cosh \phi} \, d\phi \quad . \tag{28}$$

Gilt

$$\frac{2 R \cdot v}{D} \leq 0,1 \quad ,$$

läßt sich die Näherungslösung

$$N^{**} = D \cdot N_o \left(1 + 2 \sqrt{\frac{\pi \cdot R \cdot v}{D}}\right) \tag{29}$$

entwickeln, und hieraus folgt schließlich

$$\frac{I}{I_o} = \frac{m}{L} \cdot \frac{D}{v} \left(1 + 2 \sqrt{\frac{\pi \cdot R}{D/v}}\right) \quad . \tag{30}$$

Diese Gleichung liegt den berechneten Werten in Abb. 7 zugrunde.

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz angefertigt. Herrn Professor Dr. W. Dieminger, Direktor des Instituts bis Ende Juli 1975, danke ich sehr für die Arbeitsmöglichkeit. Herrn Dr. G. Rose und Herrn H.U. Widdel sei gedankt für ihr stets großes Interesse am Fortgang der Arbeit und für wertvolle Diskussionen. Dank schulde ich auch Herrn E. Schäfer und Herrn K. Schreiber für ihre Unterstützung bei allen handwerklichen Problemen und nicht zuletzt Herrn K.H. Schüddekopf für die Endausführungen der Abbildungen.

Die Arbeit wurde finanziert aus Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie im Rahmen des Forschungsvorhabens WRK 90.

LITERATURVERZEICHNIS

Borchers, R.	1971	Untersuchungen der Eigenschaften einer Aspirations-Sonde (Gerdien-Kondensator) zur Bestimmung der Konzentrationen und Beweglichkeiten von Ladungsträgern beiderlei Vorzeichens im Höhenbereich zwischen 80 und 40 km. Forschungsbericht W 71-39 des Bundesminsiteriums für Bildung und Wissenschaft
Borchers, R. Rose, G. Widdel, H.U.	1971	Ergebnisse von Ionendichte- und Ionenbeweglichkeitsmessungen mit einer Fallschirmsonde im Höhenbereich von 72 km bis 39 km. Kleinheubacher Berichte (Herausg. FTZ Darmstadt, FRG) Nr. 14, 255-262
Eschbach, H.L.	1962	Praktikum der Hochvakuumtechnik Akad. Verlagsgesellsch. Geest und Portig KG, Leipzig, 136-138
Frank, Ph. v. Mises, R.	1961	Differentialgleichungen der Physik Bnd. II. Dover Publ. Inc. New York, Vieweg und Sohn, Braunschweig
Israel, H.	1957	Atmosphärische Elektrizität, Teil I. Akademische Verlagsgemeinschaft Geest u. Portig KG, Leipzig
King, L.V.	1914	On the Convection of Heat from small cylinders in a stream of fluid. Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Vol. 124 A, 373-432
Krankowsky, D. Arnold, F. Wieder, H. Kissel, J. Zähringer, J.	1972	Positive-Ion composition in the lower ionosphere. Aeronomy Report No. 48, 154-159

Loeb, L.B.	1961	Basic processes of gaseous electronics. University of California Press, Berkeley and Los Angeles
Narcisi, R.S.	1972	Negative-Ion composition measurements in the D and lower E regions. Aeronomy Report No. 48, 221-228
Riekert, H.	1971	Untersuchungen der Beweglichkeit der Kleinionen in der freien Atmosphäre. Dissertation Fachbereich Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Rose, G. Widdel, H.U.	1967	Ein Meßgerät zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit in kurzen Rohren (Ionenzählern) bei niedrigem Gasdruck. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, Springer Verlag
Schiller, L.	1932	Strömung in Rohren Wien-Harms Handbuch der Physik IV 4. Teil (Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig) 50
Tyndall, A.M. Powell, C.F.	1930	The mobility of ions in pure gases. Proc. Roy. Soc. A 129, 162-184
Tyndall, A.M.	1932	The mobility of positive ions in helium. Proc. Roy. Soc. A 134, 125-136

LEBENSLAUF

Am 31. August 1940 wurde ich als Sohn des Architekten Waldemar Borchers und seiner Ehefrau Elfriede, geb. Schlieper, in Göttingen geboren. Hier besuchte ich von 1947 bis 1951 die Grundschule und anschließend den math.-naturwissenschaftlichen Zweig des Felix-Klein Gymnasiums. Die Reifeprüfung legte ich im Februar 1960 ab.

Im Sommersemester 1960 begann ich an der Georg-August Universität zu Göttingen das Studium der Physik. Die Diplom-Vorprüfung bestand ich im Sommersemester 1963 und die Diplom-Hauptprüfung zu Beginn des Wintersemesters 1968. Meine Diplomarbeit mit dem Titel "Ein Gerdienkondensator für Messungen am Fallschirm im Bereich der unteren D-Schicht" fertigte ich bei Herrn Professor Dr. W. Dieminger am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz an. Am gleichen Institut bin ich seit November 1968 als wissenschaftlicher Mitarbeiter angestellt.